

M É M O I R E S

PRÉSENTÉS

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT-FERRAND

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Pierre DURAND

Licencié ès Sciences - Ingénieur-Chimiste

1^e MÉMOIRE

CONTRIBUTION A LA RÉALISATION
ET A LA MISE AU POINT D'UN TÉLESCOPE CERENKOV
POUR L'ÉTUDE DU RAYONNEMENT COSMIQUE
MESURES AU NIVEAU DU SOL

2^e MÉMOIRE

ÉTUDE DE LA FORMATION DE L'IMAGE LATENTE EN PHOTOGRAPHIE
CAS PARTICULIER DES EMULSIONS IONOGRAPHIQUES

Soutenus le 17 Novembre 1962,

J U R Y

Président : M. le Doyen E. DUBOIS

Examineurs : MM. L. AVAN

P. CUER

M. AVAN

P. KELLER

M É M O I R E S

PRÉSENTÉS

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT-FERRAND

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Pierre DURAND

Licencié ès Sciences - Ingénieur-Chimiste

1^e MÉMOIRE

CONTRIBUTION A LA RÉALISATION
ET A LA MISE AU POINT D'UN TÉLESCOPE CERENKOV
POUR L'ÉTUDE DU RAYONNEMENT COSMIQUE
MESURES AU NIVEAU DU SOL

2^e MEMOIRE

ETUDE DE LA FORMATION DE L'IMAGE LATENTE EN PHOTOGRAPHIE
CAS PARTICULIER DES EMULSIONS IONOGRAPHIQUES

Soutenus le 17 Novembre 1962,

J U R Y

Président : M. le Doyen E. DUBOIS

Examineurs : MM. L. AVAN

P. CUER

M. AVAN

P. KELLER

A mes parents,

A ma femme.





A Mr et Mme A V A N,
Directeurs
du Laboratoire de Physique Corpusculaire
de CLERMONT-FERRAND

Hommage de ma bien vive reconnaissance

- INTRODUCTION -

L'étude expérimentale du rayonnement cosmique met en évidence ses deux aspects :

- d'une part elle soulève le problème de son origine,
- d'autre part, elle permet de connaître les propriétés des particules élémentaires.

Certes, ce dernier point de vue est concurrencé aujourd'hui par le développement de puissants accélérateurs atteignant des flux considérablement plus intenses, mais cela n'enlève rien à l'intérêt d'observer des phénomènes de plus grande énergie dans la radiation cosmique.

Les recherches sont nombreuses, soit en hautes altitudes (PIC DU MIDI, AIGUILLE DU MIDI, JUNGFRAUJOCH) en ballons sondes et récemment en satellites (observation et mise en évidence des ceintures de VAN ALLEN), soit sous terre où la filtration du sol permet l'observation de phénomènes intéressants. Le Laboratoire de Physique Corpusculaire de CLERMONT-FERRAND s'est spécialisé dans cette étude.

Leurs Directeurs, Mr et Mme AVAN (B4) ont analysé la composante pénétrante dans les mines de fer de MAY-sur-ORNE, à l'aide de plaques nucléaires, jusqu'à 500 m. L'étude des variations de l'intensité et de la loi de distribution zénithale des muons avec la profondeur permet d'étudier l'importance des deux types de filiation π - μ , et K- μ .

Nous avons envisagé de reprendre cette étude, en utilisant une technique différente, qui permettra de compléter ces derniers travaux. Dans ce but et suivant les directives de Mr KELLER, Docteur es Sciences, nous avons construit et mis au point au Laboratoire, un télescope CERENKOV. Ce dernier constitue l'objet du présent mémoire.

La faible intensité du rayonnement cosmique nécessite de nombreuses et longues mesures. Pour cette raison dans un premier chapitre, nous avons analysé le rayonnement cosmique et étudié ses variations dans le temps afin de connaître les corrections à apporter aux différentes mesures.

Parmi les différents modes de détection offerts en physique nucléaire, nous avons choisi d'utiliser l'effet CERENKOV. Celui-ci est particulièrement bien adapté à l'étude des muons, par sa possibilité de mesurer et de sélectionner des vitesses relativistes avec temps de réponse extrêmement court (10^{-9} à 10^{-10} seconde). Nous étudierons donc la théorie, l'application et l'utilisation de l'effet CERENKOV en fonction de son adaptation au rayonnement cosmique, dans le 2ème chapitre.

Au 3ème chapitre, nous décrirons la réalisation du télescope et les différents circuits électroniques associés.

La complexité de l'appareillage et le nombre de circuits électroniques nécessitent des réglages précis et des étalonnages pour utiliser l'appareil au maximum de ses performances. Ceci constitue l'objet du 4ème chapitre.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous traiterons du calcul de l'ouverture du télescope et donnerons les résultats obtenus au niveau du sol.

- C H A P I T R E I -

ANALYSE DU RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DE LA MER

I - I N T R O D U C T I O N

L'étude du rayonnement cosmique au niveau de la mer est complexe. En effet, à cause des interactions nucléoniques avec les noyaux de l'atmosphère, les particules primaires tombent sur la Terre avec de nombreuses composantes secondaires différentes, lesquelles sont différemment absorbées par les couches atmosphériques. L'absorption dépend de la nature des particules et de leur énergie. Sous Terre, nous ne retrouvons plus que la composante μ (par suite de l'absence de tout couplage fort dans l'interaction μ -matière) et la composante électro-photonique en équilibre avec elle.

Les premiers résultats valables sur la "chimie" du rayonnement cosmique au niveau de la mer furent communiqués par GREISEN (B2) et ROSSI (B3). A cette époque, on définissait dans le rayonnement cosmique au niveau de la mer :

1°) La composante dure : capable de traverser 167 g/cm^2 de matière (environ 13 cm de plomb). Il en subsiste encore 50% après traversée d'un écran d'un mètre de plomb.

2°) La composante molle : c'est la différence entre le rayonnement total et la composante dure (environ 25% du rayonnement total)

Les progrès réalisés dans les techniques de détection, ont permis de mieux préciser la composition du rayonnement. On utilise actuellement une nouvelle terminologie plus explicite.

La composante dure comprend d'une part la composante μ (muons) et d'autre part la composante nucléonique ou N (protons, neutrons primaires et secondaires) et une composante mésonique (π , K) difficilement dissociable de la composante nucléonique, tout au moins dans le domaine des très hautes énergies.

La composante molle est formée d'une importante fraction de photons et d'électrons d'où le nom de composante électro-photonique, mais on y trouve aussi une petite fraction de muons et de protons lents absorbés par un écran mince.

Les premières valeurs numériques des intensités, au niveau de la mer des différentes composantes furent données par GREISEN et ROSSI et confirmées plus récemment par POMERANTZ KRAUSHAAR, MONTGOMERY (BI).

INTENSITE TOTALE : latitude 40° N, 760 mm de Hg
 $(1,18 \pm 0,1) \times 10^{-2}$ particules $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$

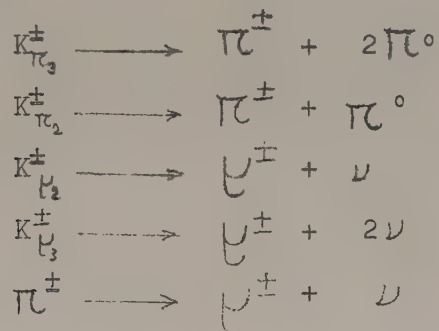
COMPOSANTE DURE :
 $(0,83 \pm 0,1) \times 10^{-2}$ particules $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$

COMPOSANTE MOLLE :
 $(0,35) \times 10^{-2}$ particules $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$

II - COMPOSANTE μ .

C'est la mieux connue, sa diffusion à travers l'atmosphère est liée à des phénomènes maintenant bien établis. Les muons constituent 75% du rayonnement cosmique au niveau de la mer (ROSSI - B3), et leur coefficient d'absorption est dix fois plus petit que celui de la composante molle.

a) FORMATION : Les nucléons ou noyaux lourds de grande énergie du rayonnement primaire, entrant en collision avec les noyaux de l'atmosphère engendrent des nucléons secondaires et des mesons π et K. Ces derniers sont susceptibles de donner les réactions nucléaires suivantes en se désintégrant au repos ou en vol :



Le muon (μ) est caractérisé par sa masse et sa vie moyenne

$$m_{\mu} = 206,86 \text{ me} ; \quad \tau_{\mu} = 2,15 \times 10^{-6} \text{ seconde.}$$

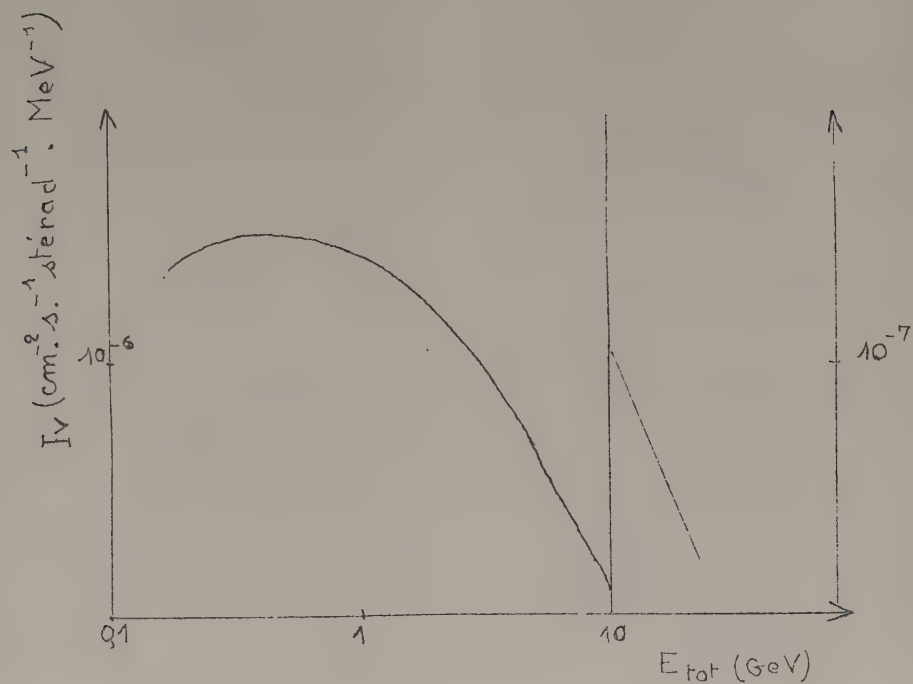
Il se désintègre spontanément suivant le schéma :



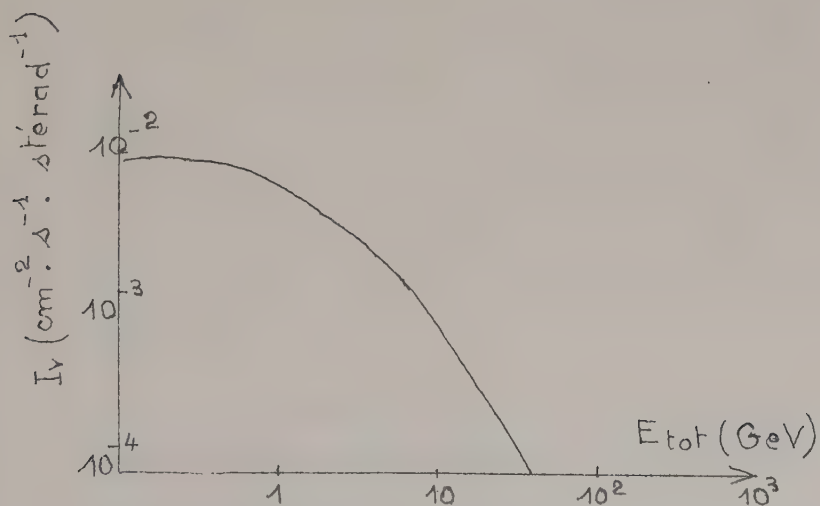
L'intensité de la composante μ dépend de la latitude de la longitude et est sensible aussi à l'effet EST-OUEST, et zénithal. La nature de la composante primaire (de charge positive) et les effets géomagnétiques expliquent cette dépendance et justifient également l'excès des muons positifs sur les muons négatifs que l'on observe.

b) SPECTRE d'ENERGIE : Il fut communiqué pour la première fois par BLACKETT (1937), vérifié ensuite par GLASER (1950 - B5) Nous avons reproduit les spectres obtenus par OWEN et WILSON (1955 - B6) et l'équipe de MELBOURNE (B7) (figure I)

D'après ces dernières mesures, le flux total des muons est $0,89 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$, valeur comparable à celle de ROSSI.



a) Spectre différentiel d'énergie des muons au niveau de la mer et au 50° N de latitude.



b) Spectre intégral d'énergie des muons au niveau de la mer et à 50° N de latitude.

III - COMPOSANTE ELECTRO-PHOTONIQUE (BI - B7)

a) FORMATION :

Les interactions nucléaires dues aux rayons primaires agissant sur les noyaux de la haute atmosphère créent entre autres et plus ou moins directement des photons et des électrons. Trois processus sont possibles :

- Collision de muons, pions, protons et processus de rayonnement de freinage (BREMSSTRAHLUNG)
- Désintégration de muons en vol ou au repos, en un électron et deux neutrinos.
- Désintégration de pions neutres en deux photons.

Au début de l'étude du rayonnement cosmique, on donnait à cette composante, le nom de composante molle, à cause de son faible pouvoir de pénétration. Le phénomène créé par la composante molle dans un absorbant est complexe et difficile à analyser, de sorte que l'intensité de cette composante est obtenue par différence.

Une composante molle existe sous terre et est en équilibre avec la composante μ , car elle est issue de cette dernière, d'une part par collision (électrons dits "knock on" rayonnement de freinage, électrons par création de paires) (voir M. AVAN, B4 bis), d'autre part par désintégration des muons. Le phénomène est similaire au niveau de la mer. Il augmente avec l'altitude, passe par un maximum (vers 16 Km) où il forme 80% de l'intensité totale, puis décroît ensuite. Ce maximum correspond, semble-t-il, à la région de l'atmosphère où se produisent les premières collisions de la composante nucléonique.

La propagation de la composante molle est exclusivement basée sur les interactions électromagnétiques expliquées par la théorie des cascades (BETHE et HEITLER). On a ainsi prouvé à l'aide des processus alternés de rayonnement de freinage et de productions de paires que le nombre d'électrons

et de photons croît à une certaine profondeur de l'absorbant où il passe par un maximum et ensuite décroît, lorsque l'énergie de la particule atteint une valeur critique d'environ 84 MeV dans l'atmosphère. Ensuite il y a absorption ou perte d'énergie par ionisation.

b) SPECTRE D'ENERGIE :

Contrairement à la composante mésonique nous avons ici moins de données. Nous avons pris connaissance des mesures faites par VANDERHAEGHE (B8) au PIC DU MIDI et par PALMANTIER (B9) à des altitudes variées de 275 à 3 240 m., en ce qui concerne l'intensité de la composante molle et sa distribution zénithale.

En basse atmosphère, l'intensité directionnelle des électrons ayant une énergie supérieure à 30,8 MeV, peut être exprimée par la formule :

$$I(\Theta, t) = 0,70 \exp \left\{ - \frac{t}{160 \cos \Theta} \right\} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$$

Θ : angle zénithal

t : altitude au-dessus de la mer.

Les résultats de PALMANTIER (B9) permettent de construire le spectre intégral suivant (B7) (figure 2)

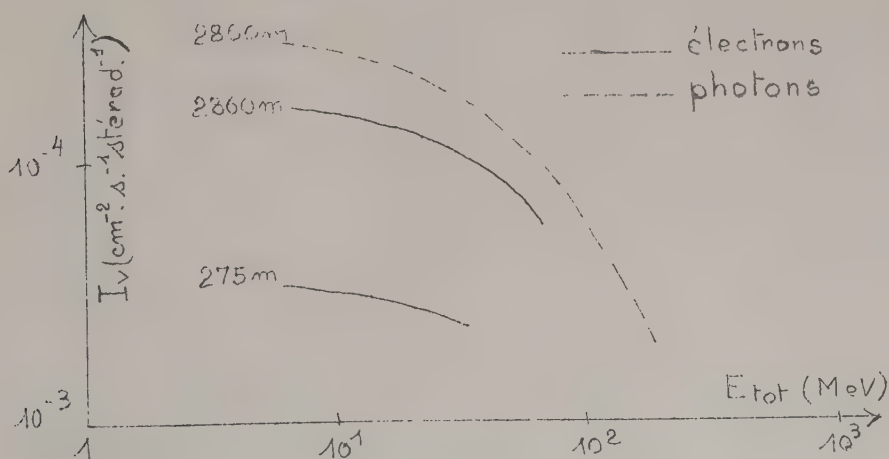


Fig.2 : Spectre intégral d'énergie, des électrons et photons dans la basse atmosphère.

CHOU (BIO) en 1953, communique une étude sur le spectre différentiel d'énergie des photons et des électrons au niveau de la mer (60 m.) entre 80 MeV et 2 000 MeV. En coordonnées logarithmiques (mais avec une échelle d'intensité arbitraire non précisée), il montre une loi de variation linéaire :

pen	-	2,71	pour le spectre différentiel des photons
"	-	2,81	-d°- électrons

PUPPI (B7), en rassemblant de nombreux résultats partiels conclut qu'en basse atmosphère, le spectre intégral peut être représenté par une fonction de la forme : $\left(\frac{A}{1 + \frac{E}{B}} \right)^{\delta}$

$$\delta = 1,7 \quad \text{à} \quad 1,8$$

$$B = 50 \quad \text{à} \quad 150 \text{ MeV}$$

D'autre part, le même auteur souligne que le rapport photon-électron, au niveau de la mer, est voisin de l'unité (alors qu'il est voisin de deux à 3 000 m. d'altitude).

IV - COMPOSANTE NUCLEONIQUE

Nous avons vu qu'en traversant la matière, la composante μ , donne naissance à des phénomènes, qui pour des énergies différentes présentent les mêmes faits (ionisation, excitation, rayonnement de freinage, création de paires e^+ , e^- , et sont enregistrés avec les mêmes méthodes. La composante N, au contraire, crée des événements de divers aspects, à des énergies différentes qui sont enregistrés par des méthodes différentes suivant l'énergie.

Dans le cas des hautes énergies, on enregistre les grandes gerbes pénétrantes de l'air, avec des compteurs G M en coïncidence. A des énergies plus basses (qq. BeV), les gerbes

locales pénétrantes issues des absorbants sont détectées par la chambre de WILSON et les plaques photographiques.

a) INTENSITE ABSOLUE DE LA COMPOSANTE N (B.I)

ROSSI pense que sa composante pénétrante est constituée de protons. Il évalue son intensité au niveau de la mer :

- Pour des énergies comprises entre 400 MeV et 10 BeV :

$$2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$$

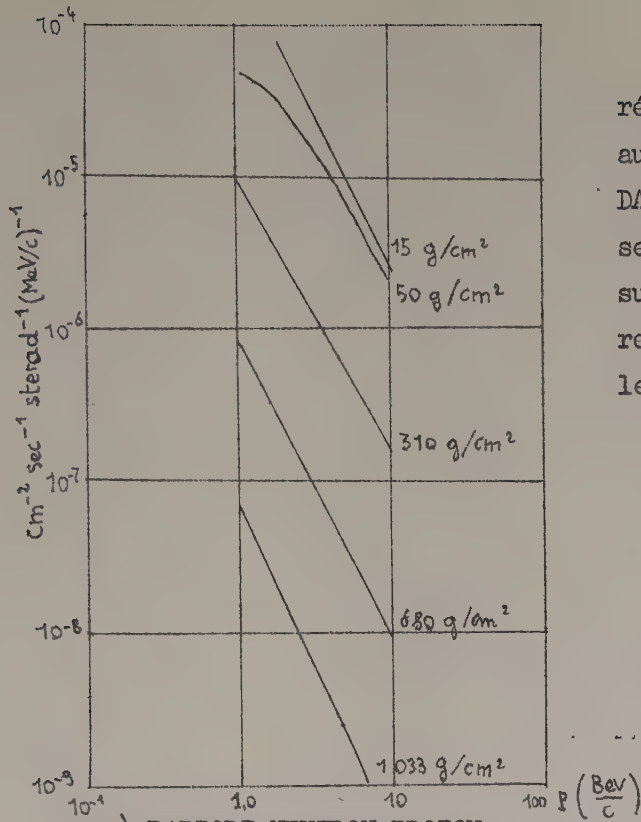
- Pour les protons lents (< 400 MeV) :

$$3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$$

b) SPECTRE d'ENERGIE DE LA COMPOSANTE N :

Il est déterminé soit à partir du spectre de formation des nucléons dans l'atmosphère, soit à partir de la fréquence des interactions des particules incidentes à différentes énergies.

Sauf pour la composante instable (méson π) le spectre des particules incidentes et secondaires est en équilibre dans l'atmosphère et est étroitement lié aux sections efficaces des processus variés de collisions nucléaires.



En rassemblant les résultats de plusieurs auteurs, PUPPI et DALLAPORTA (B.I) construisent le spectre différentiel suivant que nous avons relevé en ce qui concerne le niveau de la mer.

Fig. 3

c) RAPPORT NEUTRON-PROTON :

Il semble possible que neutrons et protons subissent la même multiplication dans l'atmosphère ; à basse énergie, le neutron prédomine : il ne perd pas d'énergie par ionisation.

Le rapport N/P entre les deux composantes est variable avec l'énergie et sa valeur dépend de l'énergie perdue par ionisation et interaction avec un nucléon. Il croît lorsque l'énergie décroît :

$$\frac{N}{P} = \frac{E^2}{E^2 - (MC^2)^2}$$

E : énergie totale

MC^2 : énergie au repos du nucléon

V - DISTRIBUTION ZÉNITHALE DU RAYONNEMENT COSMIQUE

Si on admet que la radiation primaire est isotrope hors de l'atmosphère, l'observation d'une variation zénithale du rayonnement cosmique dans l'atmosphère est surtout un effet d'absorption. En effet, la masse d'air croît avec l'angle zénithal repéré par rapport à la verticale. Les premières observations datent des essais initiaux de groupement de compteurs en coïncidence. Dès le début, on observa une loi de variation de la forme :

$$I(\alpha) = I_0 \cos^n \alpha$$

α : angle zénithal

I_0 : intensité à la verticale.

n étant voisin de 2, pour le rayonnement total au niveau de la mer (FOLLET - CRAUSHAW, 1936). Une étude précise sur les différentes composantes est complexe, surtout au niveau de la mer.

n est lié étroitement à la nature de la particule, celle-ci sera plus ou moins absorbée dans l'atmosphère, suivant l'altitude à laquelle elle prédomine. D'autre part, sa nature intervient dans les interactions avec d'autres particules et par conséquent joue sur sa distribution angulaire par rapport à une direction initiale.

Le trajet l effectué par le rayonnement à travers une couche homogène plane d'épaisseur d , sous l'angle zénithal α est égal à :

$$l = \frac{d}{\cos \alpha} \quad (I)$$

La loi de décroissance de l'intensité en fonction de la profondeur est :

$$I = I_0 / l^2$$

par conséquent l'intensité varie bien en $\cos^2 \alpha$.

Mais, ceci est théorique, l'atmosphère étant sphérique l'expression (I) doit être corrigée :

$$l = \frac{d}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \frac{H}{R} \sin^2 \alpha}}$$

H : altitude

R : rayon de la terre.

Il faut noter aussi que la distribution zénithale dépend des effets géomagnétiques et de la durée de vie des particules.

Ce dernier fait explique le paradoxe d'absorption consistant en une apparente extra-absorption de l'atmosphère aux grands angles zénithaux. Par exemple, la composante dure (muon) est plus absorbée dans l'atmosphère sous un certain angle zénithal que dans un milieu dense à la verticale, correspondant à une masse équivalente. On a pu faire ainsi une mesure grossière de la durée de vie des muons.

Le but du télescope CERENKOV sera de déterminer :

$$m = \frac{\partial \text{Log } I}{\partial \text{Log } h} \quad \text{et} \quad n = \frac{\partial \text{Log } I}{\partial \text{Log } \cos \alpha}$$

h : profondeur en mètres

α : angle zénithal par rapport à la verticale

m et n sont liés au problème de l'origine des muons

$\Delta = m - n$ dépend en effet du type de filiation

$$K - \mu, \quad \pi - \mu$$

a) COMPOSANTE MOLLE :

On possède peu de données sur la composante molle au niveau de la mer. GREISEN (B2) donne : $n = 3,6$

Plus récemment, PALMANTIER (I952 - B9) a analysé la distribution des électrons. Il montre que n varie sensiblement en fonction de l'énergie.

Pour les électrons ayant pour origine les muons, n varie de 2 à 1,46 ; pour les autres électrons, n varie de 6 à 2,5 dans des bandes d'énergie comprises entre 100 et 19,25 MeV, les angles zénithaux étant inférieurs à 60°.

b) COMPOSANTE DURE :

D'après GREISEN (B2), au niveau de la mer $n = 2,1$ CREAMER (B II - 1951) donne pour les muons lents :

$$n = 3,2 \pm 0,3 \quad (\alpha < 60^\circ)$$

VI - VARIATIONS TEMPORELLES DU RAYONNEMENT COSMIQUE (B 12)

Le rayonnement est soumis aux fluctuations météorologiques (à cause de la traversée de l'atmosphère) et aux fluctuations extra-terrestres. Ces dernières soulèvent le problème de l'origine du rayonnement. L'observation est complexe, car ces phénomènes sont faibles et interfèrent entre eux. Nous nous contenterons ici de les signaler sans entrer dans une étude complète. Notre intérêt est d'en connaître l'importance relative, pour leurs influences sur nos mesures.

A - INFLUENCES METEOROLOGIQUES

a) Effet barométrique : la pression atmosphérique joue sur l'effet d'écran que présente la masse d'air au rayonnement primaire. Cet effet est de l'ordre de - 2% par cm de mercure, pour les particules pénétrantes (muons) et - 10% pour la composante molle (gerbes de l'air).

b) Effet de température : environ - 0,18% par degré C

BLACKETT l'explique sur la base de la désintégration du muon. Une dilatation thermique de l'atmosphère éloigne du sol, la couche génératrice des muons, accroît sa probabilité de désintégration et réduit ainsi l'intensité de la composante pénétrante observée au niveau du sol.

CONCLUSION -

DUPERIER (1949 - B 13) rassemble toutes ces influences météorologiques sous forme mathématique ;

$$\delta I = \mu \delta B + \mu' \delta H + \alpha \delta T$$

I : intensité des muons au niveau du sol

B : pression atmosphérique

μ : coefficient d'absorption de l'atmosphère
~ 2,28% par cm de mercure

H : altitude de la couche génératrice de muons
(environ 16 km, pression de 100 mb)

μ' : probabilité de désintégration du muon par unité
de parcours : - 5,4% par km

T : température de la couche génératrice

α : coefficient de température : + 0,12% par °C

L'effet barométrique total est :

$$\beta = \mu + \mu' \frac{\delta H}{\delta B} + \alpha \frac{\delta T}{\delta B}$$

B - FLUCTUATIONS d'ORIGINE COSMIQUE -

a) Variations périodiques

I- Variation diurne solaire : On a observé l'existence d'une variation durant les 24 h. d'une journée, d'amplitude 0,2% environ. D'autre part, l'heure du maximum retarde régulièrement de 11 h. à 16 h. du temps solaire local entre 2 minima d'activité solaire, puis avance de 16 h. à 11 h. entre 2 maxima. On met ainsi en évidence un cycle solaire de

2 - Variation récurrente de 27 Jours : L'amplitude de ces variations est plus grande sur des mesures faites avec des détecteurs à neutrons lents (5%) que sur celles faites avec des détecteurs à mésons. Le phénomène donnant lieu à cette variation de 27 jours influe plus fortement les particules de faible énergie. Cet effet a été comparé à la variation récurrente de 27 jours du magnétisme terrestre. Cependant, il ne semble pas actuellement que cet effet soit une conséquence du champ terrestre ni dû à une variation d'émission d'une source solaire qui aurait pu être liée à la rotation du soleil en 27 jours (DAUVILLIER, A I)

b) Variations non périodiques

I- Grands accroissements liés aux éruptions solaires.

Les évènements les plus récents sont ceux du 19 Novembre 1949, 23 Février 1956, 11 Mai 1959, 4 Mai 1960.

L'intensité du rayonnement croît brusquement et passe par un maximum, une heure environ après le maximum de lumière, puis décroît régulièrement pendant un jour. Parfois, elle descend au-dessous de la normale pendant la tempête magnétique consécutive. Cette variation d'intensité est souvent considérable.

Ex : 19 Novembre 1949

à MANCHESTER : 11% pour les mésons .
 550% pour les neutrons (issus de
 primaires d'énergie faible)

suivant la position de l'éruption sur le soleil, on a ainsi déterminé des zones d'impact sur la Terre, qui sont en accord avec l'ensemble des observations.

2- Il existe aussi des petits accroissements fréquents associés à des petites éruptions solaires : 0,5%, sensibles sur les neutrons lents.

3 Tempêtes magnétiques : au cours d'un accroissement soudain de la composante horizontale du champ magnétique terrestre (1 heure environ), on observe une diminution d'intensité du rayonnement cosmique de 5 à 10% indépendante de l'altitude et de la latitude.

- INTERPRETATION -

On n'a pas trouvé encore d'explications satisfaisantes. En ce qui concerne la variation de 27 jours et celle due aux tempêtes magnétiques, on pense que ce sont des effets de modulation. Par contre, les accroissements brusques de l'intensité et la variation diurne laisseraient supposer que les rayons cosmiques sont émis par le soleil ou son entourage. Mais cela n'est pas prouvé. D'autre part, il semble qu'il y ait d'autres sources de rayonnement dans l'Univers (étoiles). Des recherches sur la variation du rayonnement en fonction du temps sidéral sont encore très décevantes.

- CONCLUSION -

En préparation des mesures à effectuer sous terre, nous pouvons dire que les variations classiques (météorologiques, diurne, ...) de la composante μ seront négligeables, en ce qui nous concerne. Seules les éruptions solaires et tempêtes magnétiques peuvent perturber nos mesures.

Les mesures générales auront lieu l'an prochain, dans le cadre de l'année géophysique internationale (1963), correspondant à une faible activité solaire.

- C H A P I T R E I I -

E T U D E d e L' E F F E T C E R E N K O V

I - I N T R O D U C T I O N

L'effet CERENKOV se manifeste par la production d'ondes électromagnétiques, au cours de la traversée d'un milieu diélectrique, par une particule chargée rapide, de vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes dans le milieu.

Ces ondes électromagnétiques se propagent dans le milieu si celui-ci est transparent suivant un cône, ayant pour sommet un point de la trajectoire et pour axe, la direction de la particule. On obtient ainsi une onde de choc électromagnétique analogue à l'onde balistique d'un projectile dans l'air dépassant la vitesse du son.

Ce phénomène avait été prédit en 1904 par SOMMERFELD. Lucien MALLET communique, en 1926, ses premières observations sur cet effet, à l'Académie des Sciences. Mais, ce sont trois savants soviétiques : un expérimentateur, CERENKOV, et deux théoriciens FRANK et TAMM, qui en élaborant une théorie cohérente, obtiennent en 1958, le prix NOBEL de Physique.

II - T H E O R I E D U P H E N O M E N E (A 2)

Sur la base des propriétés de la lumière, nous pouvons donner une première explication intuitive du phénomène ; le champ électrique associé à la particule chargée polarise le milieu, au voisinage de la trajectoire. Les atomes polarisés du milieu retournent ensuite à leur état initial en émettant une onde électromagnétique.

Le plus souvent, ces ondes interfèrent entre elles et se détruisent. A une certaine distance de la trajectoire, la résultante est nulle.

Mais si la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu, l'onde émise par un point de la trajectoire pourra se trouver en phase avec celle émise par un autre point. Par suite de la symétrie de révolution, il se produira l'onde conique que nous avons signalée précédemment.

FRANK et TAMM expliquent physiquement le phénomène. Nous n'en donnerons que les principales conclusions.

A - DISTRIBUTION ANGULAIRE

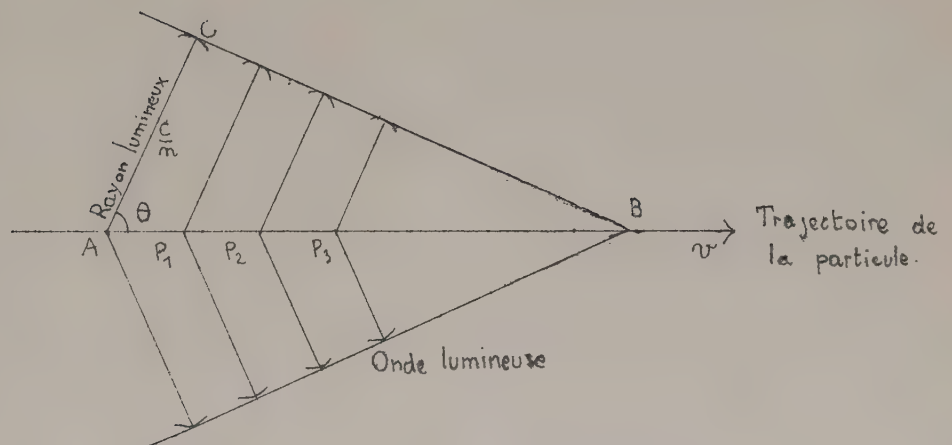


Fig. 4

D'après la figure 4, les ondes émises par les points A, P₁, P₂, P₃ de la trajectoire sont en phase. La construction de HUYGHENS détermine un front d'onde BC. Pendant le temps dt, la particule parcourt AB, et la lumière AC.

$$AB = v \cdot dt$$

$$AC = c' dt = \frac{c}{n} dt$$

v : vitesse de la particule

c : vitesse de la lumière dans le vide

c' : vitesse de la lumière dans le milieu

n : indice du milieu.

En posant $\widehat{BAC} = \Theta$, nous pouvons écrire : $AC = AB \cos \Theta$

$$\text{soit : } \cos \Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1) \quad \beta = \frac{v}{c}$$

Cette expression montre :

a) que pour un milieu d'indice donné, il existe une vitesse minimale des particules en dessous de laquelle n'apparaît aucune radiation

$$\beta_{\min} = \frac{1}{n} \quad \text{alors} \quad \Theta = 0$$

Il faudra donc que : $\beta > \frac{1}{n}$ ou : $v > \frac{c}{n}$

La vitesse devra être supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu

b) Si $\beta = 1$, l'angle d'émission est maximal

$$\Theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n}$$

Dans le cas du plexiglas, $n = 1,5$, $\Theta_{\max} = 48^{\circ}10'$

c) L'émission lumineuse ne peut se faire que dans le spectre visible ou proche, pour lequel $n > 1$. (Il faut exclure les rayons X). Elle se forme le plus souvent dans la zone : bleu-violet ultraviolet (d'où le nom de "lumière bleue" donné à la radiation de CERENKOV).

La polarisation de la lumière de CERENKOV, mise en évidence par CERENKOV lui-même, est telle que le vecteur électrique E est partout perpendiculaire à la surface du cône et le

vecteur magnétique H tangent à cette surface.

La distribution de l'intensité lumineuse en fonction de θ répond à une fonction δ de DIRAC.

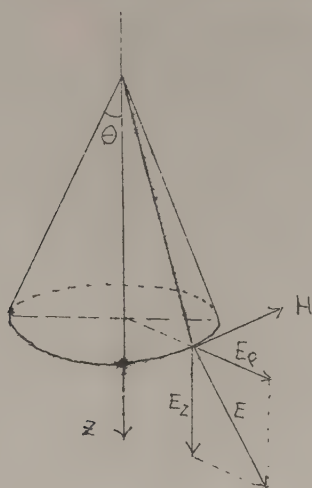


Fig. 5

B - INTENSITE LUMINEUSE

En se plaçant dans le cas idéal d'un diélectrique parfait isotrope, en négligeant les effets parasites (dispersion, diffraction), la vitesse de la particule demeurant constante, on peut à partir des équations de MAXWELL, retrouver les résultats de FRANK et TAMM, sur le nombre de photons émis par unité de parcours x de la particule.

Ze : charge de la particule

ν : fréquence de l'onde lumineuse.

La variation du champ électrique par unité de longueur est :

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \int_{\nu} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu$$

à intégrer pour toutes les fréquences telles que :

$$\frac{1}{\beta^2 n^2} < 1$$

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu d\nu$$

ν_1 et ν_2 sont les fréquences limites

$$\text{Posons } h\bar{\nu} = h \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}$$

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{h\bar{\nu}}{h} (\nu_2 - \nu_1)$$

$$\frac{1}{h\bar{\nu}} \cdot \left(- \frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \Delta\nu$$

$\frac{1}{h\bar{\nu}} \left(- \frac{dE}{dx}\right)$ représente le nombre I de photons émis par unité de longueur

En tenant compte de la formule (I), on peut finalement écrire :

$$I = \frac{2\pi Z^2}{137 c} \Delta\nu \cdot \sin^2 \theta \quad (2)$$

$$\text{ou } I = \frac{2\pi Z^2}{137} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \sin^2 \theta \quad (2')$$

REMARQUES -

a) Si le milieu est dispersif, n varie en fonction de γ
Il faut reprendre le calcul avec :

$$n = 1 + \frac{B}{\gamma_0^2 - \gamma^2}$$

γ_0 : longueur d'onde caractéristique.

b) L'intensité du rayonnement est faible :

Exemple : pour les photons dans le spectre visible :

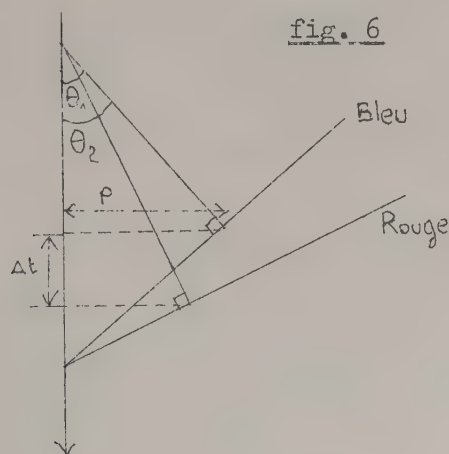
$\Delta\gamma = 3 \times 10^{14}$ Hertz, si $Z = 1$ (2) donne :

$$I = 450 \sin^2 \theta \text{ /cm}$$

Pour le plexiglass ($n \approx 1,5$, $\theta_{\max} \neq 48^\circ 10'$)

on obtient environ 250 photons par cm.

La détection par effet CERENKOV, exigera donc des photomultiplicateurs très sensibles.

C - DUREE DE L'IMPULSION LUMINEUSE

Dans un milieu non dispersif, le front d'onde est infiniment mince, la durée de l'impulsion lumineuse en chaque point est infiniment courte.

Dans un milieu dispersif θ est différent pour chaque longueur d'onde, la durée Δt , de l'impulsion observée

le long d'une ligne parallèle, à une distance ρ de l'axe sera donné par :

$$\Delta t = \frac{\rho}{\beta c} \left\{ \sqrt{\beta^2 n^2 (\nu_2) - 1} - \sqrt{\beta^2 n^2 (\nu_1) - 1} \right\}$$

$$\Delta t = \frac{\rho}{\beta c} (\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1)$$

Δt est de l'ordre de 10^{-10} seconde.

III - APPLICATIONS DE L'EFFET CERENKOV

Le phénomène est intéressant en Physique nucléaire. Il permet la réalisation de détecteurs de particules "Compteur CERENKOV", avec les possibilités suivantes :

- Comptage rapide de particules chargées : temps de réponse court, rendement et taux de comptage élevés.
- Détermination directe de la vitesse de la particule : θ étant lié directement à la vitesse, en focalisant la lumière, on pourra mesurer la vitesse.
- Sélection de particules de vitesse donnée.
- Détermination de la charge : l'intensité lumineuse étant proportionnelle à $Z^2 e^2$
- Spectrométrie par absorption totale.

Actuellement les réalisations pratiques sont nombreuses. La plupart des détecteurs fonctionnent en sélecteur de vitesse. Un dispositif permet l'enregistrement d'une impulsion lumineuse correspondant à un angle θ bien déterminé.

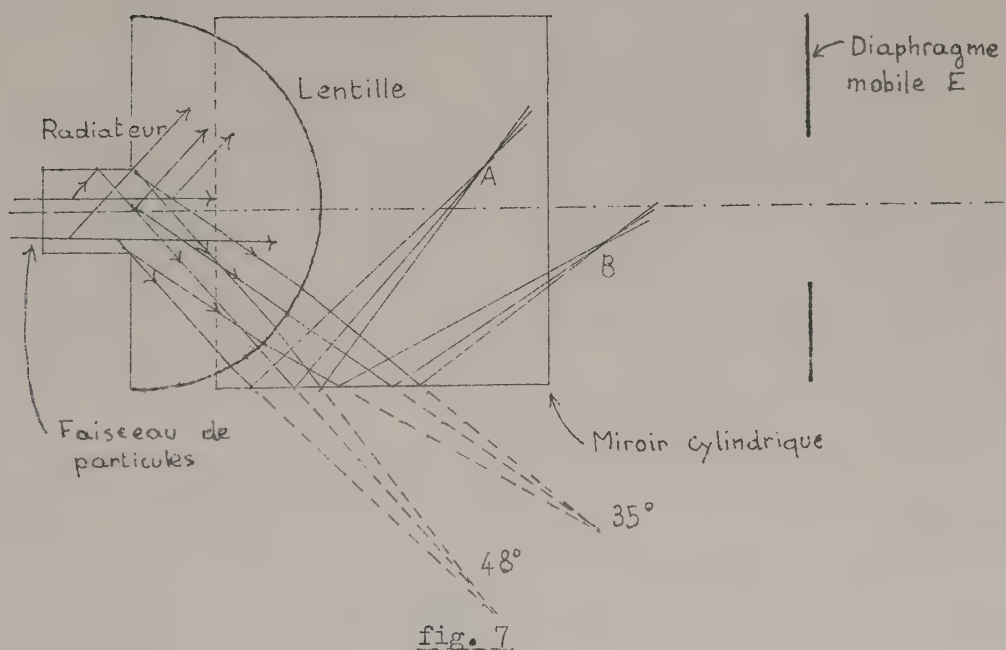
On a pris l'habitude de classer les dispositifs en deux catégories
(A 2 - A 3)

- détecteurs à focalisation

- détecteurs sans focalisation.

Il n'est pas ^{dans} notre intention d'exposer ici tous les différents systèmes réalisés. Nous nous limiterons, dans le paragraphe suivant, à en suivre l'application au rayonnement cosmique. Toutefois, nous décrirons spécialement le Compteur de MARSHALL (B I4) dont nous nous sommes inspirés pour réaliser notre Télescope CERENKOV. Nous ferons également une petite étude critique sur le pouvoir de résolution d'un tel détecteur.

A - COMPTEUR DE MARSHALL (1952 - B I4) (figure 7)



Un bloc de plexiglass a été taillé en un cylindre-radiateur, terminé par une lentille convergente hémisphérique qui focalise la lumière de CERENKOV produite dans le radiateur. Cette lumière est réfléchiée vers l'axe par un miroir cylindrique qui entoure l'ensemble. La lumière traverse ensuite un diaphragme E avant d'être collectée par un photomultiplicateur (P.M) (voir principe au chapitre III). Le diaphragme est mobile, à chaque position, on peut ainsi choisir les rayons lumineux correspondant à une valeur donnée de Θ . Dans les meilleures conditions, 25% de la lumière est utilisée.

Dans ce dispositif, le photomultiplicateur est placé dans le faisceau de particules à détecter ; son bruit de fond est donc considérable. Une amélioration consiste à placer à la suite du miroir cylindrique deux miroirs plans (voir figure 8)

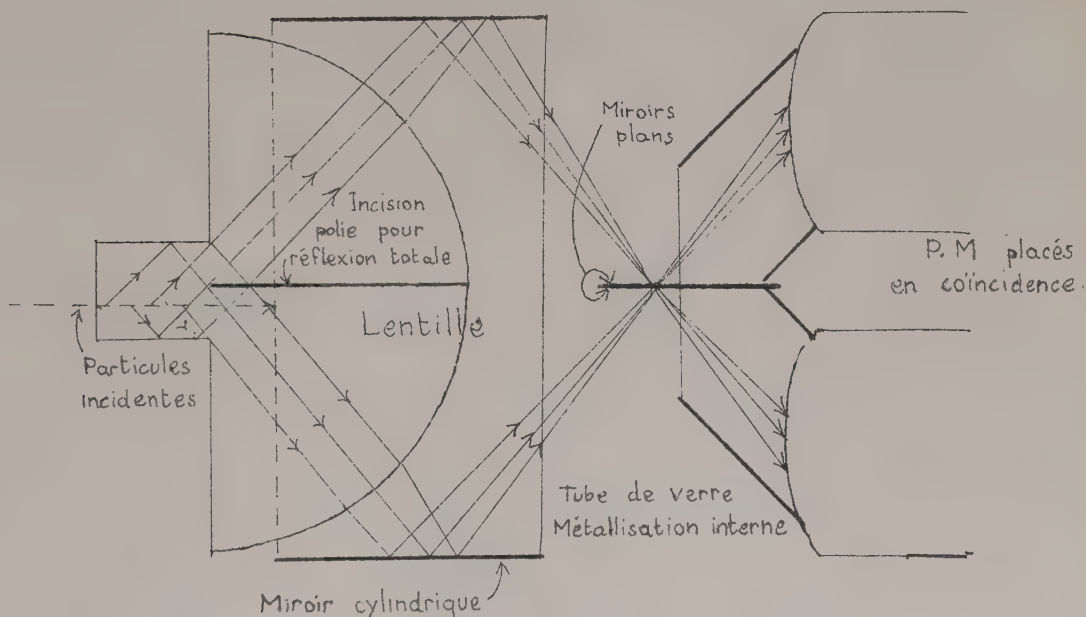


fig. 8

renvoyant chacun une partie du faisceau lumineux en direction de deux P.M. placés en coïncidence. On élimine ainsi le bruit de fond. Une fente opaque réfléchissante, taillée dans la lentille, permet d'éliminer d'autres impulsions parasites.

B - POUVOIR DE RESOLUTION DES DETECTEURS A FOCALISATION

Ces types de détecteurs sont utilisés avec un grand succès. Ils sont destinés à mesurer la vitesse des particules, rapides avec la plus grande précision possible. Mais le pouvoir de résolution en vitesse est limité par plusieurs causes.

1°) Section finie du faisceau : on pourrait la limiter en collimatant le faisceau et en réduisant le diamètre du radiateur. Ceci est difficile en ce qui concerne le rayonnement cosmique, car son flux n'est pas très intense et nous cherchons au contraire, à obtenir une surface de capture assez importante.

2°) Diffusion coulombienne - Diffraction : Elle est due aux interactions de la particule avec les atomes du radiateur. La direction est modifiée, il y a distorsion de l'image. On ne peut éliminer cet effet qu'en utilisant un diffuseur peu épais, ayant un numéro atomique aussi faible que possible.

3°) Dispersion optique :

Θ dépend de l'indice n

$$\frac{d\Theta}{dn} = - \frac{1}{\Theta n^2 \sin \Theta}$$

Exemple : si n varie de 0,02, de $n = 1,491$ à $1,512$
(plexiglass) $\Delta\Theta = 0,68^\circ$

Il faudra utiliser un milieu aussi peu dispersif que possible.

4°) Aberrations sphériques : Lorsque le rayon fait un grand angle par rapport à l'axe. Cette aberration est relativement faible par rapport aux autres effets. On l'évalue par construction graphique.

5°) Ralentissement des particules : par perte d'énergie cinétique à travers le radiateur.

Il provoque un élargissement des raies spectrales :

$$\beta = \frac{1}{n \cos \Theta} \quad \frac{\Delta \beta}{\beta} = \Delta \Theta \operatorname{tg} \Theta$$

Pour améliorer $\frac{\Delta \beta}{\beta}$, il faut diminuer Θ

Pour les grandes énergies on aura donc intérêt à utiliser un radiateur à gaz : $\Theta_{\max}$ petit, le ralentissement sera faible, mais la sensibilité directionnelle est moins bonne.

6°) Interactions des particules avec la matière du radiateur.

Ce problème revient à une étude de section efficace en fonction du milieu considéré et de la nature de la particule incidente. Cette interaction est souvent importante, électrons de collision, rayonnement de freinage.

IV - UTILISATION DE L'EFFET CERENKOV POUR L'ETUDE DES RAYONS COSMIQUES (A 3)

Il est évident que ces compteurs pourront jouer un rôle important dans l'étude de toutes les particules cosmiques rapides : muons, pions négatifs ou positifs. Nous n'en citerons que les principales réalisations.

JELLEY (1951 - A2) a fait la première application en utilisant un radiateur à eau, pour un simple comptage de muons.

DUERDEN et HYAMS (1952 - B I5) construisirent un télescope où ils associèrent un radiateur à eau avec des compteurs Geiger-Muller et des écrans de plomb. Par les techniques de coïncidence et d'anticoïncidence, ils purent sélectionner les protons des muons en comparant les hauteurs d'impulsion.

WINCKLER (1952 - B I6) réalisa en plexiglass, un système simple destiné à être transporté en ballon-sonde.

HANSON et MOORE (1956 - B I7) détectèrent des muons cosmiques avec une efficacité de 86%, à l'aide d'un détecteur à gaz carbonique sous pression.

GIACCONI et BLUM (1959 - B I8) exploitèrent les possibilités des radiateurs à gaz avec de l'air, un miroir parabolique focalisant la lumière de CERENKOV sur un photomultiplicateur.

Ces nombreuses réalisations sont de conception assez classique. Par contre, il semble intéressant de décrire un nouveau dispositif ayant une résolution directionnelle très élevée et destinée également au rayonnement cosmique (HUTCHINSON 1959 - BI9)

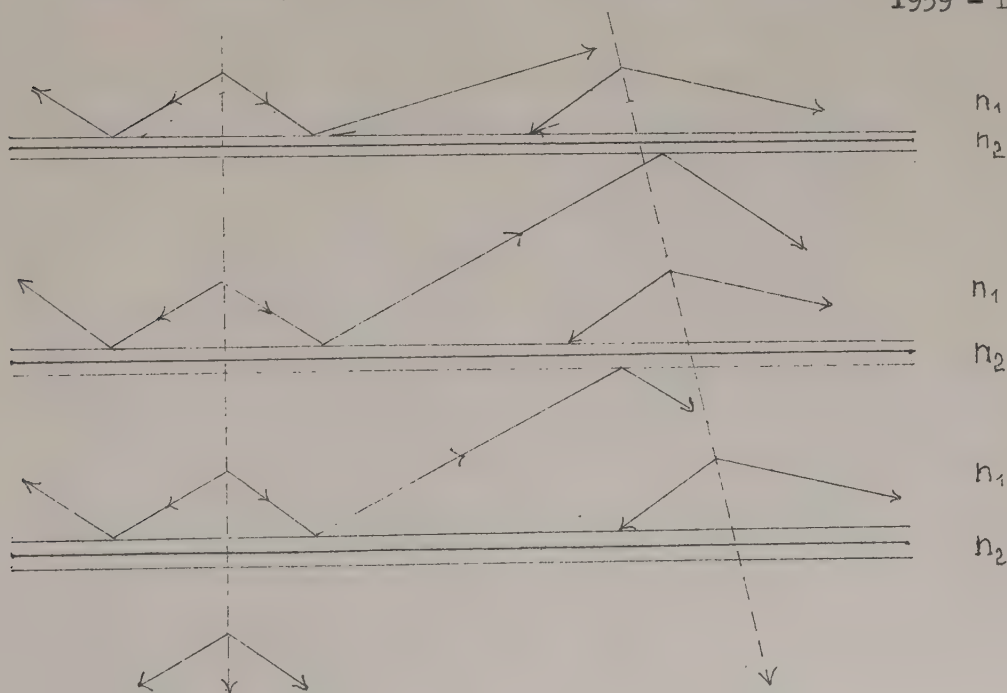


fig. 9

La figure 9 en donne le principe basé sur la réfraction critique. Des lames d'indice n_1 sont comprises entre des milieux réfringents d'indice n_2 . La lumière se réfléchira sur la surface de séparation si elle fait un angle supérieur à l'angle critique défini par n_1 et n_2 , elle sera ensuite collectée par des photomultiplicateurs. Sinon il y a réfraction dans le milieu d'indice n_2 et absorption par une surface noircie.

A cause des nombreuses réflexions et de la polarisation de la lumière de CERENKOV, la résolution en angle est très grande. On pourra discriminer avec précision des vitesses, en utilisant des milieux d'indices différents mais voisin (ex : mélange d'eau et de glycérine à différents pourcentages).

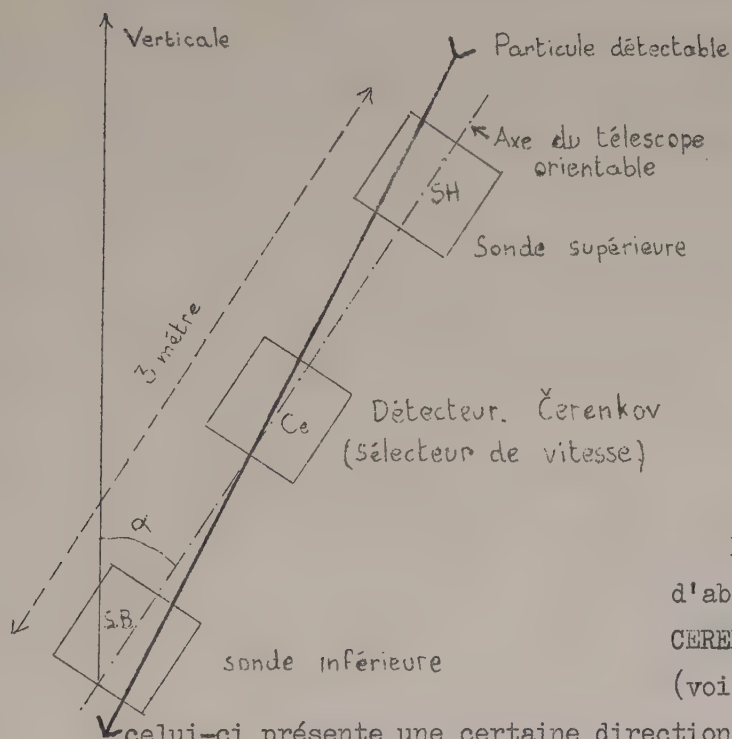
REMARQUE - Cet aperçu sur l'utilisation des détecteurs de CERENKOV au rayonnement cosmique serait incomplet si nous ne signalions pas la possibilité d'ailleurs exploitée, d'observer la radiation de CERENKOV dans l'atmosphère elle-même. (JELLEY, A2, 1955)

- CONCLUSION -

Nous voulons réaliser un dispositif permettant de mesurer l'énergie et la direction des particules du rayonnement. L'application de l'effet CERENKOV nous donne la possibilité d'enregistrer les vitesses. Nous ne connaissons l'énergie que si la masse de la particule est connue. Cette condition ne sera réalisée que sous terre (muons seuls), c'est là d'ailleurs le but final de l'appareil, la mise au point complète étant terminée.

Tout en voulant étudier le rayonnement cosmique, nous avons voulu d'autre part, nous familiariser, au Laboratoire avec les techniques de l'effet CERENKOV. Au départ nous nous sommes donc proposé un système de conception simple (type MARSHALL) qui sans avoir l'efficacité maximale sera une réalisation sûre. Il s'agissait donc d'engager le travail préparatoire. Les mesures expérimentales permettront peu à peu d'affiner cette technique afin de l'adapter au mieux à l'étude du rayonnement cosmique.

- CHAPITRE III -

REALISATION d'UN TELESCOPE CERENKOVIère PARTIE : LE TELESCOPEI - PRINCIPE DE L'APPAREIL :

En nous proposant d'étudier le rayonnement cosmique, en fonction de la vitesse des particules et leur angle zénithal α , nous devons réaliser un système orientable sensible dans une direction déterminée.

Nous construirons donc d'abord un sélecteur de vitesse CERENKOV. Par sa conception (voir paragraphe suivant),

celui-ci présente une certaine direction privilégiée, mais son angle de capture est important. Pour l'améliorer, c'est-à-dire pour mieux définir la direction du rayonnement, il faut lui adjoindre deux détecteurs placés de part et d'autre à une certaine distance et suivant le même axe. Les trois dispositifs seront réglés en coïncidence. Nous verrons que nous avons opté pour deux détecteurs à scintillation : sonde supérieure et sonde inférieure.

- REMARQUE - Nous aurions pu n'utiliser au total que deux détecteurs assez éloignés l'un de l'autre. Mais nous avons songé à la possibilité d'effectuer une coïncidence double indépendante entre sondes supérieure et inférieure et de réaliser peut-être un spectre d'énergie, en mesurant les hauteurs d'impulsion. D'autre part, la triple coïncidence permet d'éliminer plus efficacement les coïncidences fortuites dues au bruit de fond (voir chapitre IV).

II - SELECTEUR DE VITESSE CERENKOV

Un radiateur solide en plexiglass ou lucite (métocylate de méthyle), nous offre par son indice ($n = 1,5$) une bonne sensibilité directionnelle avec une large bande d'angle de CERENKOV de 0° à $\Theta_{\max} = 48^\circ 10'$.

D'autre part, la transparence du plexiglass aux photons de longueur d'onde comprises entre 3 500 et 5 500 Å est bien adaptée à la lumière de CERENKOV.

A - DESCRIPTION DU DISPOSITIF :

Il s'inspire du détecteur MARSHALL (voir chapitre II, page 24). La figure 10 en résume le principe. A la fin de ce mémoire, une planche à l'échelle I rassemble les données numériques et les détails technologiques.

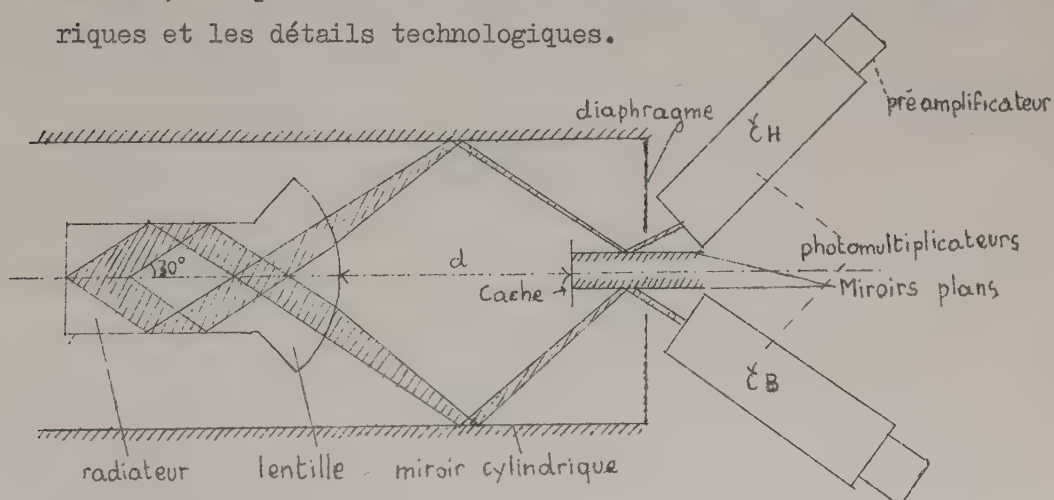


Figure 10 : Sélecteur de vitesse CERENKOV

Le radiateur est un cylindre de plexiglass de 10 cm de diamètre, 17 cm de long, se terminant par une lentille hémisphérique de 14 cm de rayon.

La lumière de CERENKOV formée dans le radiateur, est focalisée par la lentille, vers un miroir cylindrique entourant l'ensemble (plaque de glaceuse cintrée : 22 cm de diamètre, 60 cm de long). Il y a alors nouvelle réflexion vers deux miroirs plans (9 x 9 cm) placés symétriquement près de l'axe, à 3 cm l'un de l'autre (figure II).

Une partie de la lumière sera à nouveau réfléchie vers deux photomultiplicateurs. Ceux-ci transforment un signal lumineux en une impulsion électrique. Ces deux photomultiplicateurs (P.M.) désignés par C H et C B, placés en coïncidence ne détecteront que la lumière CERENKOV, émise symétriquement, correspondant donc à un angle Θ déterminé, la particule pénétrant par la base du radiateur. La mise en coïncidence élimine le bruit de fond (désordonné) des P.M. (voir paragraphe suivant) et les effets parasites dûs à la direction initiale de la particule. Un cache placé devant les miroirs et un diaphragme autour des miroirs éliminent toute lumière qui serait captée par les photomultiplicateurs sans avoir subi les réflexions. On obtient ainsi une meilleure résolution du dispositif (5° environ). En noircissant cache, diaphragme et fond du radiateur, nous avons cherché à éliminer les réflexions parasites.

Fig. II

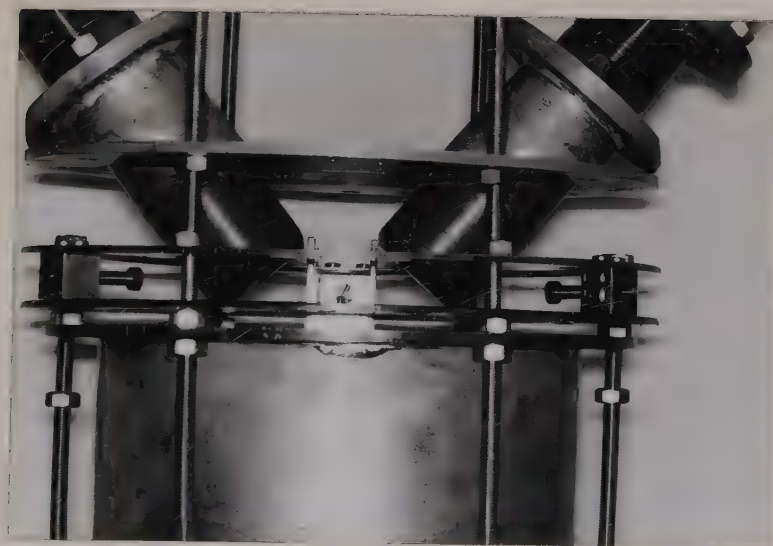
ci-contre :

le bloc radiateur
lentille et son
support de dépla-
cement



En bas :

l'ensemble P.M
miroirs-plan et
miroir cylindrique



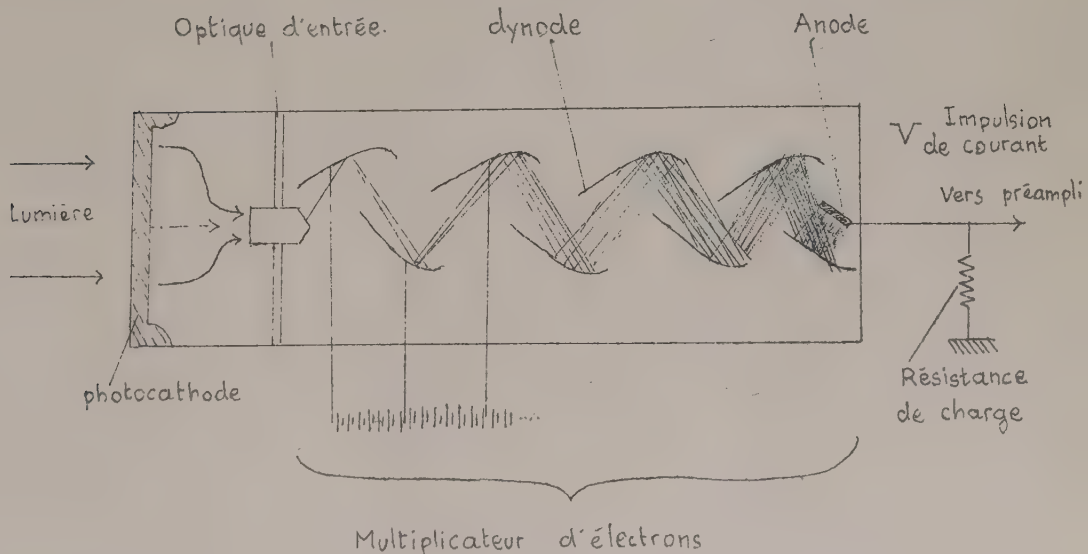
Sur la figure I0, nous avons représenté une focalisation correspondant à $\Theta = 30^\circ$. Pour un autre angle, la focalisation n'a pas lieu sur le miroir. Pour recueillir la lumière, il faut déplacer l'ensemble miroir-lentille. Un dispositif permet de régler la distance d miroir-plan - lentille. Nous réalisons ainsi après étalonnage (voir chapitre IV) un sélecteur de vitesse.

Tout l'ensemble est enfermé dans un cylindre d'aluminium (105 cm de long, 30 cm de diamètre).

2 Manchons soudés sur ce cylindre, protègent les photomultiplicateurs et le préamplificateur. La base du cylindre du côté du radiateur a été amincie, afin d'éviter le plus possible les interactions de la particule avec la matière (diffusion coulombienne multiple)

B - LES PHOTOMULTIPLICATEURS (A4)

a) Principe : voir figure I2



Une photocathode (couche sensible) soumise à un flux lumineux émet, par effet photoélectrique, N électrons. Ceux-ci sont canalisés par l'optique d'entrée (focalisatrice, accélératrice) vers une suite de cibles à émission secondaire portées à un certain potentiel, appelées dynodes. Chaque dynode possède un certain coefficient d'émission secondaire d . A la $n^{\text{ième}}$ dynode on aura Nd^n électrons qui seront recueillis par une anode. On obtient ainsi une véritable impulsion de courant, qui par l'intermédiaire d'un préamplificateur sera enregistrable.

b) Réalisation :

Le phénomène de CERENKOV exige des photomultiplicateurs adaptés à haute performance :

- photocathode transparente sensible dans le bleu
- la rapidité du phénomène (10^{-10} s) et la réalisation ultérieure de coïncidence rapide exige :
 - = un très bon pouvoir de résolution
 - = de faibles fluctuations de temps de transit des électrons
 - = la possibilité de délivrer de forts courants de pointe
 - = un très grand gain.

Compte tenu de ces critères, nous avons utilisé les tubes photomultiplicateurs 56 AVP de la Radiotechnique.

La sensibilité spectrale de la photocathode en alliage antimoine-césium se situe vers $4\ 200\ \text{\AA}$. Ce tube présente avec 14 dynodes un gain de 10^8 . Les impulsions ont un temps de montée voisin de 2×10^{-9} seconde.

En fonction des indications de la fiche technique fournie par la Radiotechnique, nous avons calculé les différents éléments du pont diviseur de tension, répartissant les potentiels entre les diverses électrodes (optique d'entrée, dynodes, anodes) (voir figure I3).

Avec une tension totale de - 2 400 Volts (photocathode-anode), nous avons entre chaque dynode une tension de l'ordre de 140 Volts. Le courant anodique continu est environ 1 mA. Les impulsions peuvent donner un courant de pointe de 1 A (10^{-9} seconde)

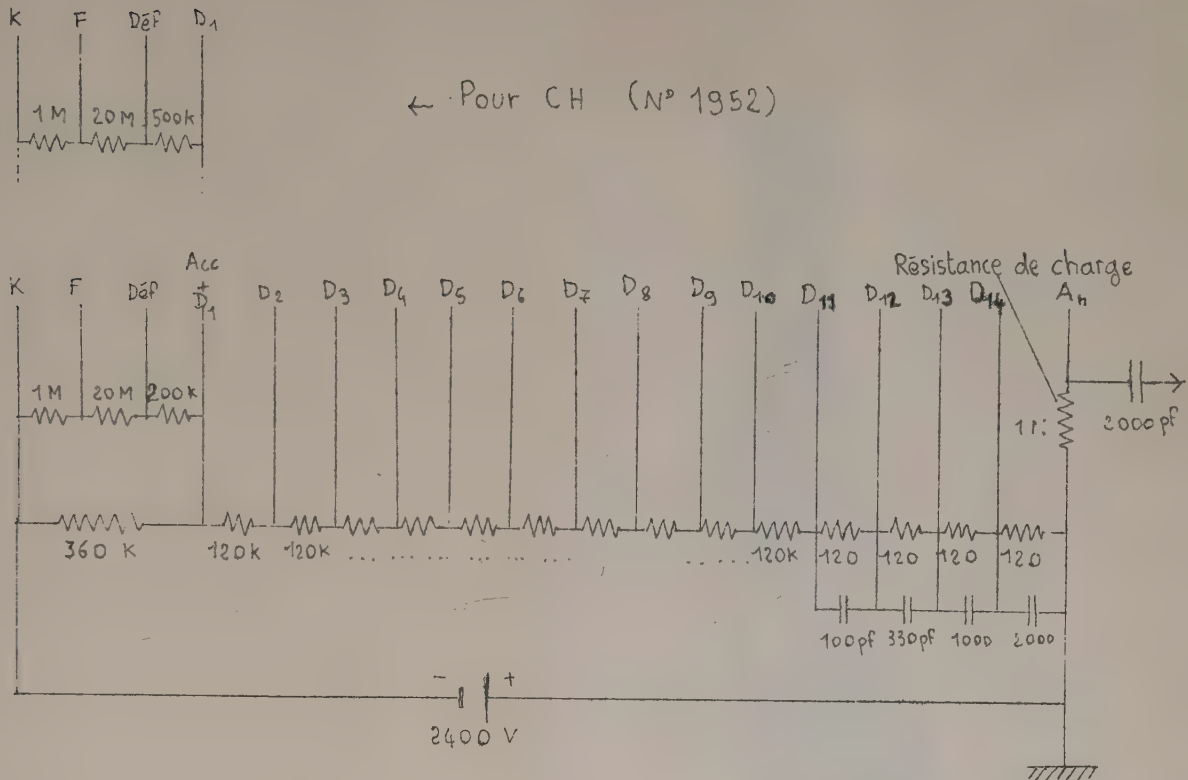


fig. I3 : schéma électrique
P.M 56 AVP. CB (N° I 700)

Le gain dépend du courant de photocathode. Celui-ci varie en fonction du temps (impulsion lumineuse). Pour éliminer ces fluctuations, il est nécessaire de découpler les derniers étages entre dynodes par des capacités de valeur croissante (A4)

C - LE PREAMPLIFICATEUR

Les impulsions recueillies à l'anode des P.M. sont négatives. Nous utiliserons (voir 2ème partie du chapitre) un sélecteur de coïncidence rapide SAIP, exigeant des impulsions positives. Un préamplificateur jouera donc le rôle d'inverseur d'impulsion.

Fig. I4

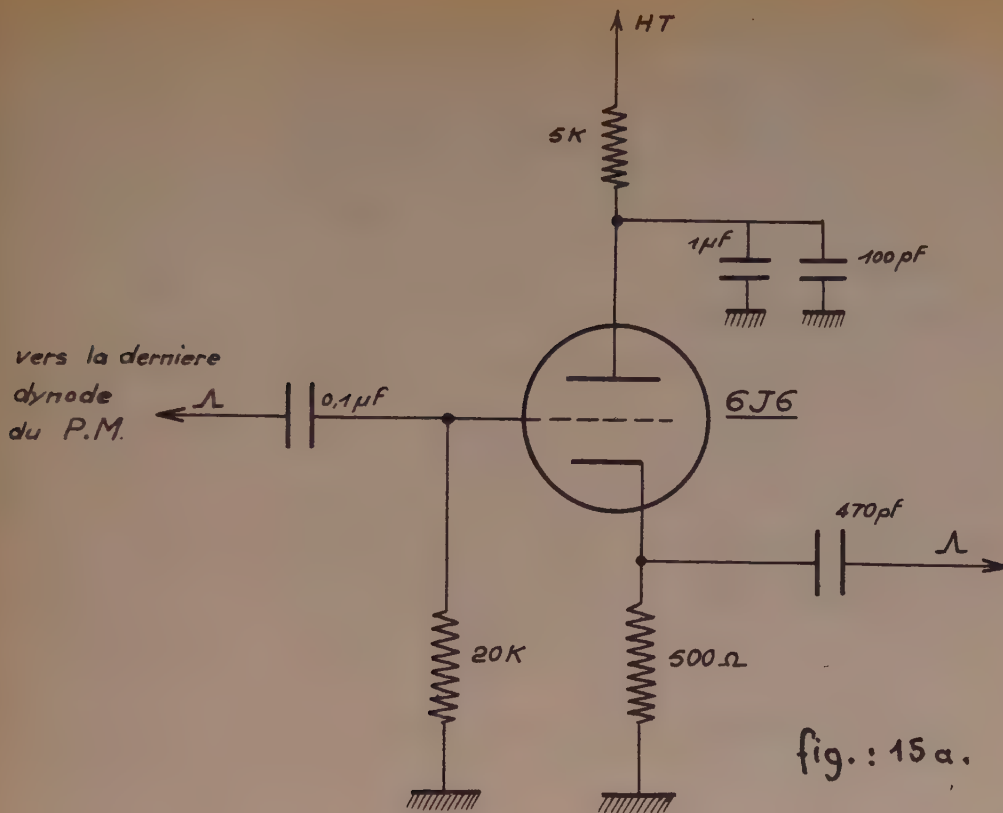
Un P.M. 56 AVP
avec son pont divi-
seur de tension et
son préamplificateur



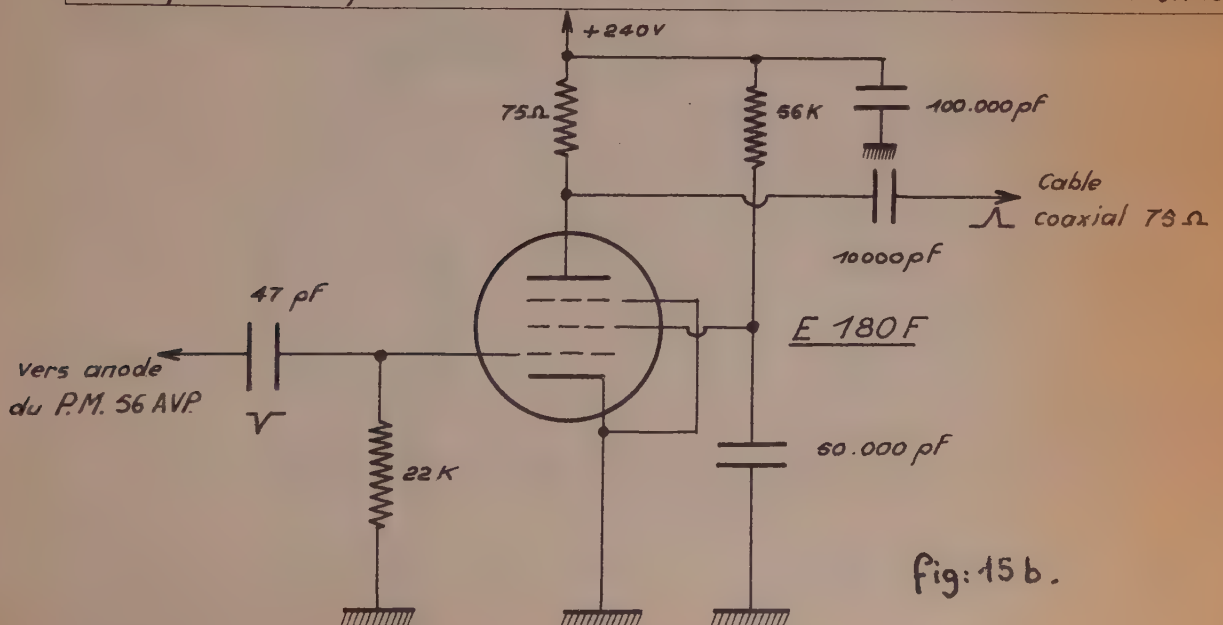
Le signal est envoyé sur la grille d'une pentode E I80 F, à temps de montée rapide. L'impulsion positive est recueillie sur l'anode avec un gain voisin de l'unité (voir figure I5 b)

Une résistance de 75 Ohm, insérée dans le circuit d'anode, permet d'adapter l'impulsion sur l'impédance du câble coaxial (75 Ohm), utilisé pour acheminer les impulsions du préamplificateur au sélecteur de coïncidence. C'est là le 2ème rôle du préamplificateur.

Préamplificateur de sortie
Des sondes à scintillation haut et bas



Préamplificateur de sortie
des photomultiplicateurs 56 AVP du sélecteur de vitesse Cerenkov



III - LES SONDES A SCINTILLATIONS

Le radiateur du détecteur CERENKOV, présente par son volume un angle solide de capture assez important (30°). Nous avons déjà signalé que pour enregistrer avec une bonne résolution en direction les particules, celles-ci doivent être capables de traverser deux autres détecteurs placés de part et d'autre du premier, suivant un même axe. Le phénomène de CERENKOV étant très rapide (10^{-10} s), nous devons lui associer des détecteurs possédant un temps de réponse très court.

La solution onéreuse d'un autre détecteur CERENKOV, sans focalisation, à absorption totale doit pour l'instant être écartée. Actuellement, des sondes à scintillation; utilisant un scintillateur plastique permettent d'avoir des temps de réponse plus proche (10^{-8} seconde).

A - PRINCIPE DE LA SCINTILLATION

Un corps organique fluorescent (paraterphényl) est dissous dans du plexiglass (polystyrolène ou métacrylate de méthyle). Au passage de la particule, il y a excitation de la molécule de substance fluorescente. Le retour à l'état initial s'effectue avec émission de quanta lumineux.

B - REALISATION (figure I6)

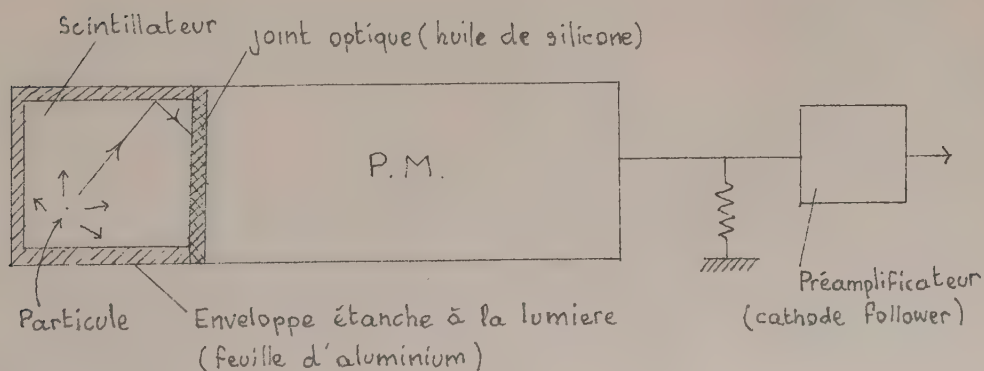


fig. I6 : Sonde à scintillation

La lumière de fluorescence est recueillie par la photocathode d'un photomultiplicateur et est transformée en impulsion électrique.

Un préamplificateur ou cathode asservie ("cathode follower") - (voir figure I5 a), permet d'adapter les impulsions à l'impédance du cable (75 Ohm)

= Sonde inférieure (S.B)

Nous avons utilisé un appareil fonctionnant au Laboratoire. C'est un scintillomètre MESCO SPA2, scintillateur cylindrique : 26 x 26 cm - photomultiplicateur 54 AVP, Radiotechnique (II étages, gain : 10^6 , tension : 1 500 Volts)

= Sonde supérieure (S.H), réalisée au Laboratoire

Scintillateur : 12,5 cm de diamètre, 20 cm de long

Photomultiplicateur : 6 364 DUMONT

(10 étages, $G = 2 \times 10^5$)

- REMARQUE - L'utilisation pour les sondes, de deux appareils de dimensions différentes est due à des raisons d'économie (matériel existant déjà au Laboratoire). Ceci est sans importance pour définir la direction de la particule.

IV - MONTAGE DU TELESCOPE - SCHEMA SYNOPTIQUE

Les trois détecteurs sont montés sur un même axe mobile autour d'un axe horizontal, et qui permet d'effectuer des mesures suivant l'angle zénithal.

La distance entre les deux sondes (surfaces des scintillateurs en regard) est de 201,3 cm. La position du radiateur est variable suivant la sélection de vitesse (voir au chapitre IV, le tableau des distances).

La figure I7 schématise l'ensemble des dispositifs électroniques nécessaires au fonctionnement du télescope.

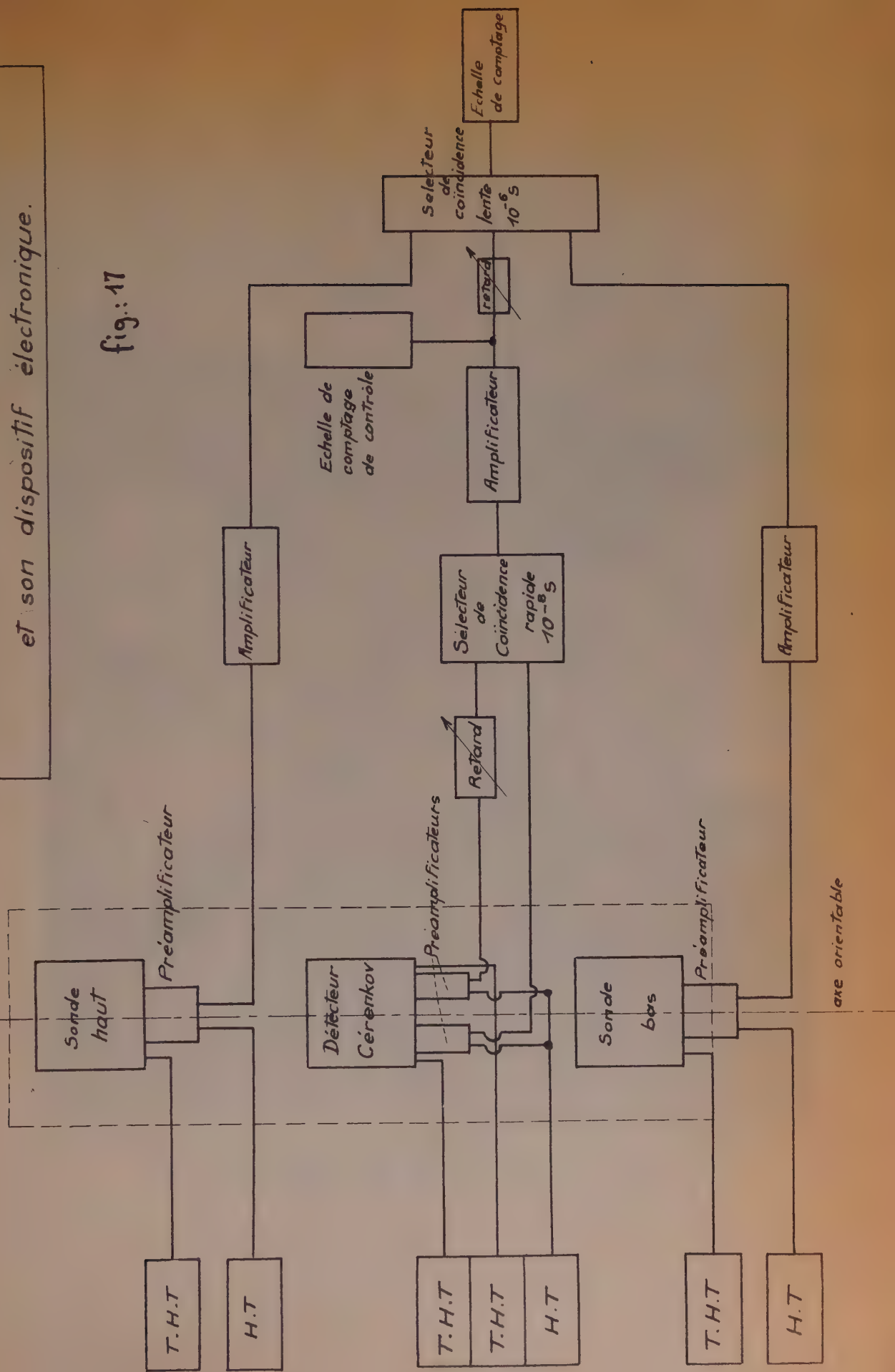
Chaque photomultiplicateur est alimenté par une très haute tension stabilisée, les 4 amplificateurs sont reliés à une haute tension stabilisée commune.

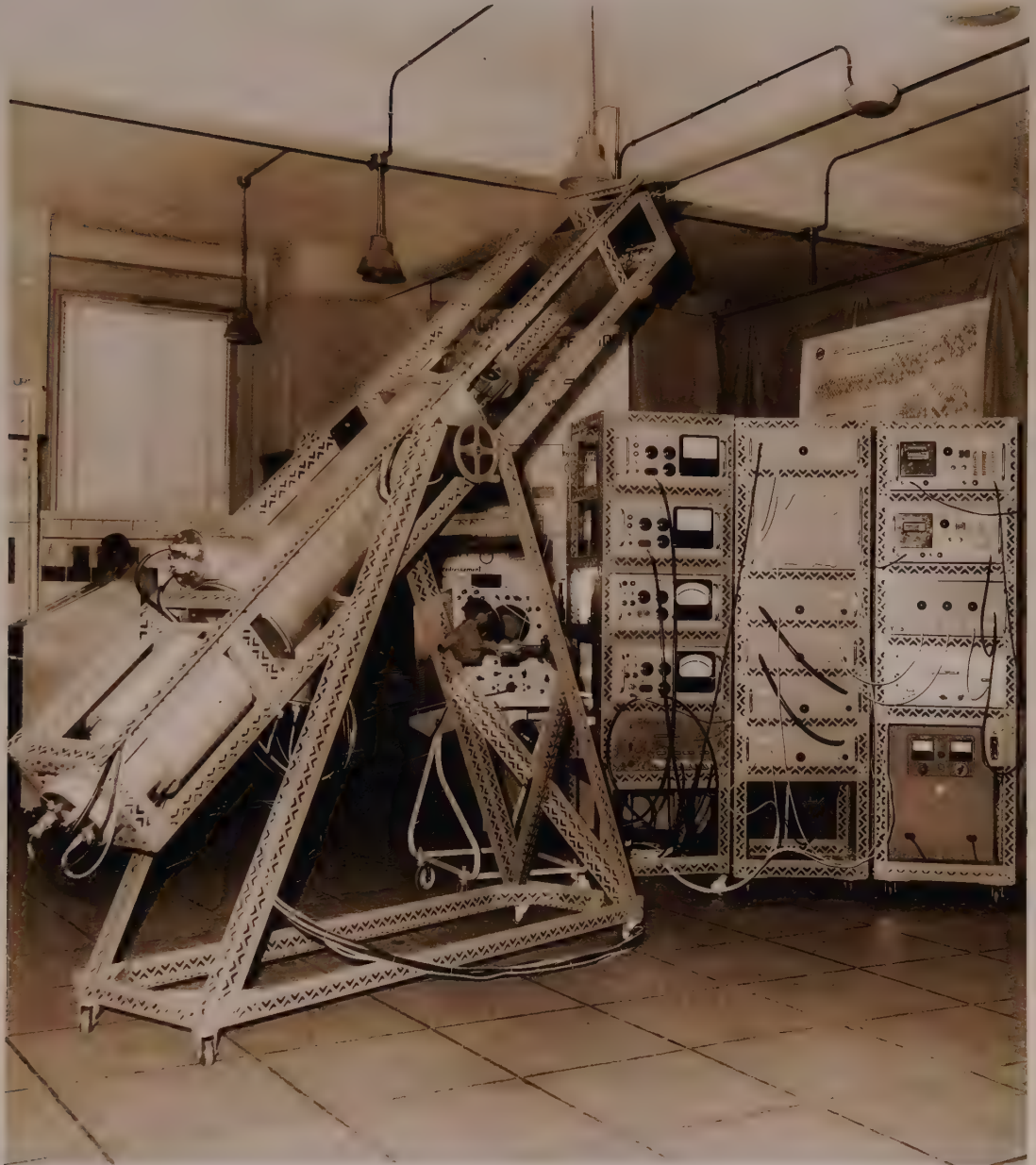
Les impulsions issues des sondes SH et SB sont amplifiées avant la mise en coïncidence.

A la sortie des deux photomultiplicateurs du détecteur CERENKOV, on effectue une coïncidence rapide par l'intermédiaire de la ligne à retard ; le dispositif comporte ensuite une amplification, et une nouvelle coïncidence avec les sondes. Une échelle de comptage enregistre les phénomènes.

Schéma synoptique du Télescope Cerenkov
et son dispositif électronique.

fig.: 17





Le télescope CERENKOW et son dispositif
de commande électronique.

2ème PARTIE : LES APPAREILS ELECTRONIQUES

I - LES ALIMENTATIONS STABILISEES

Les impulsions issues de chaque P.M., avant d'être enregistrées traversent de nombreux dispositifs électroniques : préamplificateur, sélecteur de coïncidence, amplificateur, échelle de comptage. La tension du secteur, soumise à des fluctuations, peut perturber les mesures (variations de gain, impulsions parasites). Chaque dispositif devra donc être relié à une source de tension continue stabilisée. La plupart des appareils commerciaux possèdent leur stabilisation propre.

A la sortie du secteur, nous avons utilisé un stabilisateur PHILIPS 2 KVA, modèle 7 776. Pour alimenter les préamplificateurs et le sélecteur de coïncidence rapide, nous avons réalisé une alimentation stabilisée haute tension de type classique.

A - ALIMENTATION HAUTE TENSION (B 20 -- B 21)

Un redresseur biplaque suivi d'un circuit de filtrage en double π , fournit la tension continue à stabiliser. Afin d'assurer un débit suffisant, on insère trois tubes de contrôle 6 V6 en parallèle, montés en série entre la source et l'utilisation. Par l'intermédiaire d'un amplificateur différentiel (6 J6), recevant une partie de la tension de sortie, les variations sont appliquées sur la grille d'un tube de commande (EF 42). Les variations sont amplifiées et agissent sur la grille des tubes de contrôle de façon qu'il y ait compensation. Un potentiomètre permet de régler la tension de sortie :

- + 200 Volt pour le sélecteur coïncidence rapide
- + 240 Volt - les préamplificateurs CH et CB
- + 150 Volt - - - SH et SB

Un autre dispositif identique alimente l'amplificateur placé à la sortie des coïncidences rapides.

B - ALIMENTATIONS TRES HAUTE TENSION

Nous avons vu que le gain d'un photomultiplicateur est :

$$G = d^N \quad : \quad \begin{array}{l} N : \text{nombre de dynodes} \\ d : \text{coefficient d'émission secondaire} \\ \text{celui-ci est lié à la tension inter-} \\ \text{dynode} \end{array}$$

$$d = kV^p \quad (k, p \text{ constantes})$$

$$G = d^N = (kV^p)^N$$

$$\frac{\Delta G}{G} = NP \frac{\Delta V}{V}$$

Pour le photomultiplicateur 56 AVP : $P \neq 1$ $N = 14$

$$\frac{\Delta G}{G} = 14 \frac{\Delta V}{V}$$

Donc, si on veut que le gain soit stable à 1%, il faut que la tension soit stabilisée à moins de 1‰. A cet effet, nous avons utilisé pour les P.M quatre hautes tensions indépendantes : MESCO. APN 5 K.

- PRINCIPE - Un transformateur alimente sous 4 500 Volt une diode 2 x 2. Une partie de la tension négative de sortie est amplifiée dans un amplificateur à courant continu (2 EF 80). Les variations de tension provoquent un signal positif sur la grille du tube 6 BQ 6. Par l'intermédiaire d'un deuxième tube 6 BQ 6, il y a alors compensation des variations de tension à la borne d'utilisation.

D'après MESCO, cet appareillage possède une stabilité et une dérive inférieure à 2% pour des variations de secteur de $\pm 10\%$. - Ces performances ont été vérifiées (voir Bulletins Techniques du C E A) -

La tension peut être ajustée de 300 à 5 000 Volt (3 mA maximum).

II - LES AMPLIFICATEURS

A - AMPLIFICATEUR LINEAIRE A LARGE BANDE :

A la sortie du sélecteur de coïncidence rapide, les impulsions sont de l'ordre de 0,2 volt. Il faut les amplifier avant leur mise en coïncidence lente avec les sondes. La tension doit être au minimum 5 volt. A cet effet, nous avons utilisé le 1er étage d'un amplificateur linéaire à large bande type C R C.

- PRINCIPE - l'entrée se fait par un atténuateur (cellule en double π) dont la résistance équivalente est de 150 Ohm. L'étage d'amplification se compose de deux pentodes EF 42. Un montage cathodyne (EF 4I) de sortie permet d'avoir des impulsions négatives ou positives. Le gain total est voisin de 127, la bande passante environ 2 MHz.

B - AMPLIFICATEUR DISTRIBUE (A5 - A6)

Les impulsions issues des sondes supérieure., et inférieure (de l'ordre de 0,1 volt) doivent également être amplifiées avant d'être en triple coïncidence lente. Nous disposions au Laboratoire d'amplificateurs distribués dont les performances sont bien supérieures à celles d'un amplificateur ordinaire utilisés habituellement dans les techniques de coïncidence rapide. Nous les avons utilisés, en songeant à la possibilité de réaliser des coïncidences rapides entre les sondes.

- PRINCIPE - (voir figure I8)

Le système est appliqué à un filtre passe-bas fermé par une terminaison (200 Ohm) et constitué par une série de cellules, sur lesquelles sont reliées les grilles de tubes identiques. Toutes les anodes sont reliées aux cellules d'un autre filtre passe-bas. La sortie est prise à la dernière cellule du dernier tube. Les déphasages des filtres sont soigneusement adaptés de façon que les signaux traversant les différents tubes arrivent en même temps à la sortie et s'ajoutent. De cette façon, la pente résultante d'une telle combinaison est multipliée par $\frac{n}{2}$ (n : nombre de tubes).

Le gain total est plus faible, mais les capacités parasites ne s'ajoutent pas et la bande passante totale est la même que celle d'un seul tube.

Ainsi, on obtient une bande passante de l'ordre de 200 MHz et un temps de montée pour les impulsions de 2 Millimicro-seconde.

Nous avons utilisé sur chaque voie SH et SB, deux amplificateurs distribués en série (A et B) SAIP (modèle : Wide Band Amplified - HELWETT-PACKARD 460 A - 460 B.)
Le gain est réglable jusqu'à 20 db.

III - LES SYSTEMES DE COÏNCIDENCE

A - COÏNCIDENCE RAPIDE : entre les deux sorties du détecteur CERENKOV. Nous avons utilisé un appareil SAIP - PROR.

- PRINCIPE - c'est un circuit de BELL (B 22) - (figure I9)

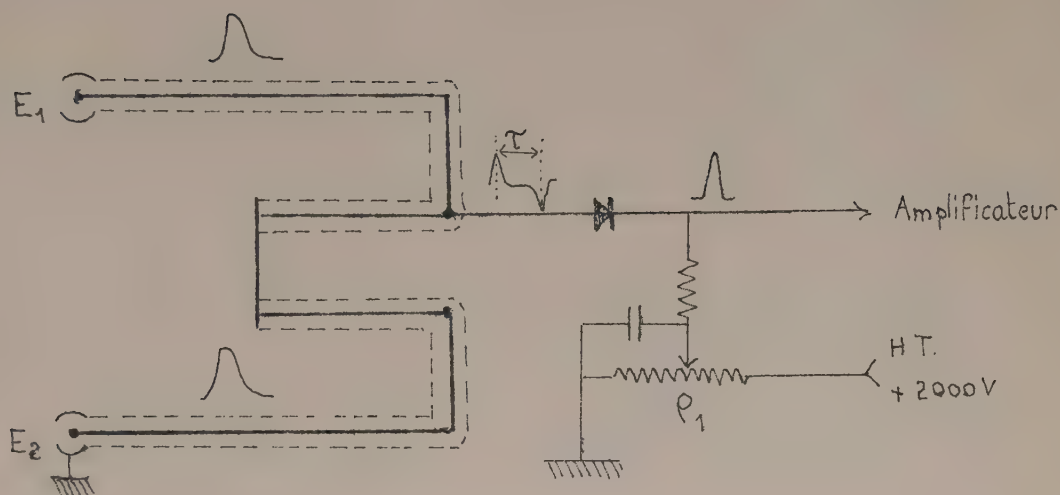


fig. I9

Il est basé sur l'addition pure et simple des deux impulsions. Chacune d'elles arrive par un câble coaxial en E_1 et E_2 ; elles sont réunies par un câble coaxial d'impédance moitié court-circuité sur sa masse à son extrémité opposée. C'est le câble de mise en forme : les impulsions sont différenciées et suivies d'une impulsion réfléchie de sens contraire. Une diode polarisée par un potentiomètre variable, permet d'éliminer les impulsions de réflexion et discrimine leur hauteur. Suivant la longueur du câble de mise en forme, on peut avoir un temps de résolution τ variable de 10^{-8} à 10^{-9} seconde.

Les impulsions sont ensuite amplifiées (gain 20) et une "cathode-follower" les adapte à l'impédance du câble de sortie.

Ligne à retard : Les impulsions issues de chaque P.M du détecteur CERENKOV, qui sont réellement en coïncidence, le resteront à condition d'effectuer des trajets électroniques identiques. En fait, ceci est difficile, il peut toujours y avoir des capacités parasites supplémentaires et ainsi un déphasage dans un circuit. On compense le retard apporté sur une voie, en retardant l'autre voie. Pour cela on utilise des câbles coaxiaux de longueurs étalonnées (boîte à retard) 1 cm de câble coaxial 75 Ohm apporte un retard de 5×10^{-11} seconde (20 cm de câble : 10^{-9} s.)

B - SELECTEUR A TRIPLE COÏNCIDENCE LENTE (SAIP, STC 05)

Ce sélecteur permet d'effectuer les coïncidences entre les coïncidences rapides du CERENKOV et les sondes haut et bas. L'appareil comporte sur chacune des trois voies : (voir figure 20)

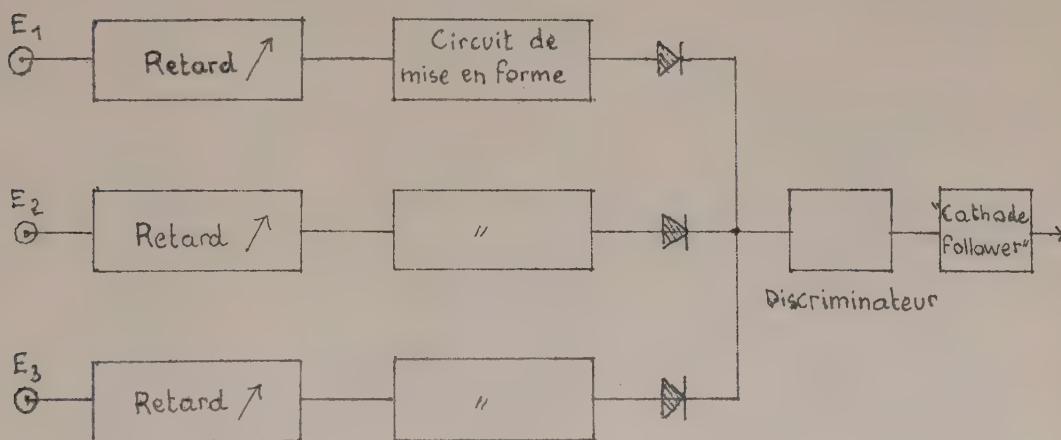


figure 20 : Triple coïncidence lente - Principe

= un circuit à retard variable pour compenser les écarts de parcours électronique, variable de 0,1 à 0,4 microseconde (cable spécial SIEMENS)

= un circuit de mise en forme où les impulsions reçoivent une forme standard (carrée), temps de montée 0,1 microseconde.

Un circuit à 3 diodes (type GARWIN) réalise la coïncidence. Le signal obtenu à la sortie, possède une amplitude variable selon le temps séparant les impulsions provenant des trois voies. Ensuite, un discriminateur d'amplitude à diodes détermine le temps de résolution du sélecteur. Il est réglé pour 0,5 μ s environ. La sortie s'effectue toujours de la même manière ("cathode follower"), l'impulsion étant de forme standard.

IV - ENREGISTREMENT

A la sortie des triples coïncidences, les impulsions doivent être enregistrées. Pour cela, nous avons utilisé une échelle de Comptage type MESCO NUD 2 P.

Elle permet le comptage direct en décimal. Le circuit de base est le multivibrateur bistable "flip-flop" ou échelle de deux : deux impulsions sont nécessaires pour donner une période à la tension plaque de sortie. Ce montage est donc un diviseur d'impulsion par 2. On réalise une décade en faisant actionner un cycle de cinq (cinq échelle de 2) par une échelle de deux ($2 \times 5 = 10$). Un tel cycle actionne 10 tubes à néon numérotés de 0 à 9. Au moment où la dixième impulsion réallume le tube néon 0, une impulsion est prélevée sur l'anode correspondante et envoyée à une autre décade, celle des dizaines et ainsi de suite (A7 - A8).

Un compteur électro-mécanique SODECO, permet de limiter la mesure pendant un temps déterminé,

1/100 de minute à 16 heures environ

C O N C L U S I O N

Nous avons donc passé rapidement en revue le télescope et ses nombreux circuits électroniques. Ceux-ci nécessitent de nombreux et délicats réglages dont dépend la précision de l'appareil, donc des mesures effectuées.

Dans le chapitre suivant, nous allons exposer l'étalonnage du sélecteur de vitesse CERENKOV et l'ajustement des différents circuits à coïncidence rapide et lente.

o^oo

- C H A P I T R E I V -

REGLAGE DU TELESCOPE "C E R E N K O V"I - ETALONNAGE DU DETECTEUR "CERENKOV"A - SELECTION DE VITESSE :

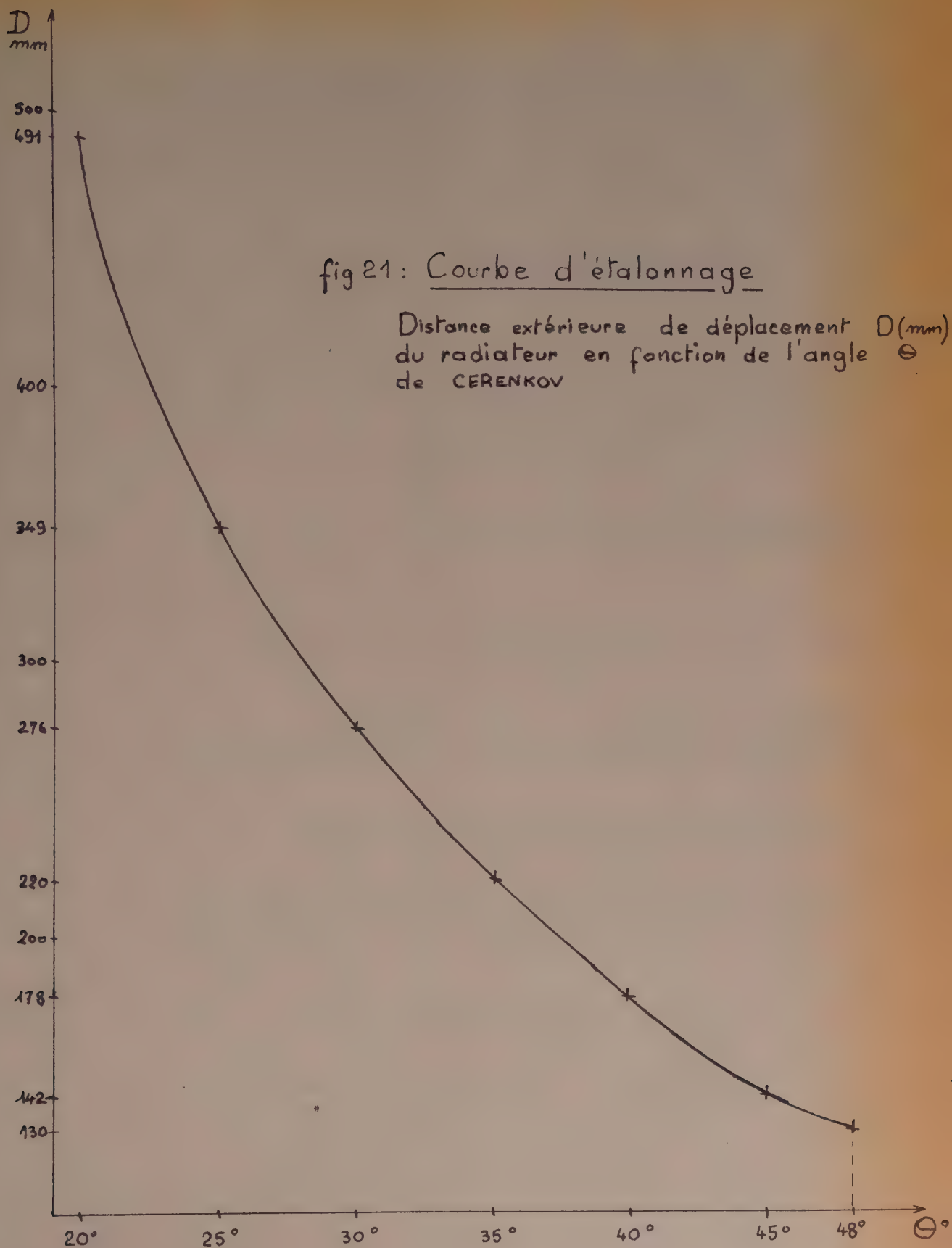
Nous avons vu au chapitre III (Ière partie) que la distance d lentille-miroir plan, était fonction d'une vitesse relativiste enregistrable. En étudiant les trajets des rayons lumineux nous avons pu déterminer graphiquement la correspondance (d, Θ) Nous l'avons représentée dans le tableau suivant :

Θ	d_{cm}	D_{cm}	l_I
$48^{\circ}10'$	1,6	13	79,1
45°	2,8	14,2	80,3
40°	6,4	17,8	83,9
35°	10,6	22	88,1
30°	16,2	27,6	93,7
25°	23,5	34,9	101
20°	37,7	49,1	115,2

D est la distance extérieure à lire sur notre dispositif de déplacement du système radiateur-lentille.

Nous avons représenté aussi les valeurs correspondantes de l_I , grandeur que nous définirons au chapitre suivant, pour notre calcul de résolution en direction du télescope.

Sur la figure 2I, nous avons représenté la courbe d'étalonnage D en fonction de l'angle Θ de CERENKOV.



B - RESOLUTION EN ENERGIE :

Pour la calculer avec précision, l'idéal aurait été d'exposer le détecteur à un flux de particules d'énergie donnée (près d'un accélérateur, par exemple). Nous aurions pu construire la courbe de résolution. Ceci est évidemment impossible actuellement à CLERMONT-FERRAND. Cependant, nous pouvons graphiquement en avoir une idée. Le problème est complexe à cause des nombreuses réflexions. De plus, les particules peuvent ne pas être dirigées suivant l'axe et être tout de même enregistrables.

On peut constater :

Pour $\Theta = 20^\circ$: la tache lumineuse occupe la presque totalité des miroirs. Nous justifions ainsi leur dimension : 9 x 9 cm

$\Theta = 30^\circ$: la focalisation s'effectue pratiquement sur le miroir.

$\Theta = 40^\circ$: la focalisation se fait avant l'arrivée des rayons sur le miroir.

Les dimensions du cache et du diaphragme permettent de sélectionner un angle Θ avec une imprécision de l'ordre de $\pm 5^\circ$

Relation entre l'angle Θ , la vitesse et l'énergie.

La relation $\cos \Theta = \frac{1}{\beta n}$ permet de calculer la vitesse de la particule. Si nous connaissons sa nature, nous pouvons calculer son énergie cinétique m_0 : masse au repos

$$E_c = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

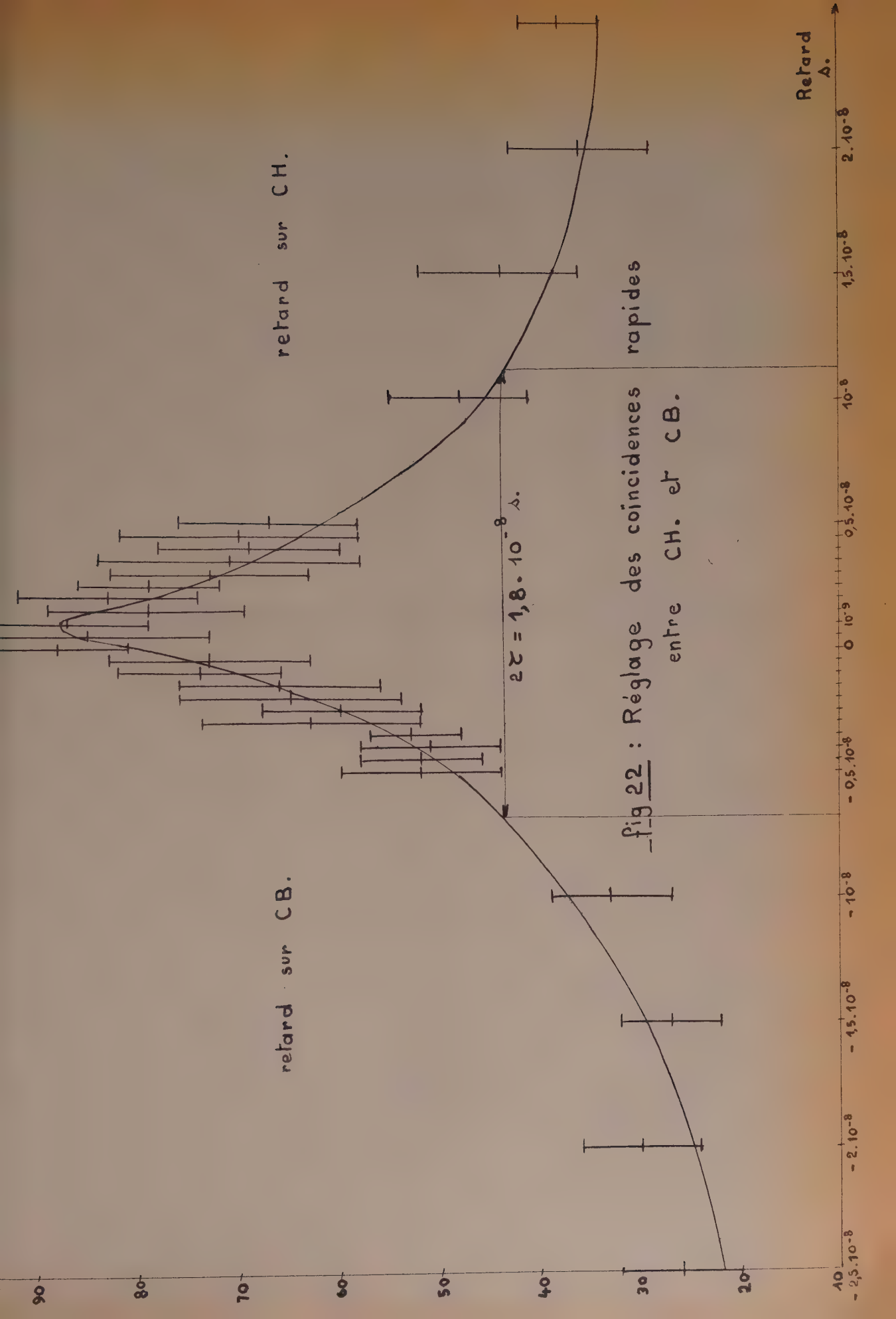
Les valeurs sont représentées sur le tableau suivant :

θ	$\cos\theta$	$\beta = \frac{1}{n \cos\theta}$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1$	Energie de l'électron en MeV $m_e = 1$ $= 0,511 \text{ MeV}$	Energie du muon en MeV $m = 206,86 m_e$ $= 105,71 \text{ MeV}$
20°	0,940	0,709	0,424	0,217	44,82
25°	0,906	0,735	0,475	0,243	50,21
30°	0,866	0,770	0,564	0,288	59,62
35°	0,820	0,814	0,720	0,368	76,11
40°	0,766	0,870	1,030	0,526	108,90
45°	0,706	0,944	2,080	1,063	219,80
48°	0,669	0,996	10,22	5,222	1 080,30

II - REGLAGE DES COINCIDENCES RAPIDES ENTRE LES DEUX PHOTOMULTIPLICATEURS DU DETECTEUR CERENKOV

Il s'agit de calculer le retard à introduire sur une des voies pour que le parcours électronique correspondant soit identique à l'autre. Ainsi les impulsions réellement en coïncidence le resteront. Pour cela, il suffit de faire varier le retard et de mesurer, chaque fois, le nombre d'impulsions. Pour un bon réglage on obtient le maximum du taux d'impulsion.

La figure 22 représente cette courbe de réglage. Les mesures sont faites pendant une minute. Les impulsions à la sortie du sélecteur de coïncidence, pour être mises en forme, traversent les trois voies du sélecteur triple coïncidence lente. Elles sont comptées ensuite par une échelle.



Les deux photomultiplicateurs CH et CB, n'ont pas tout à fait le même gain, nous l'avons égalisé en ajustant la haute tension.

Photomultiplicateur C H : 2 240 Volt

Photomultiplicateur C B : 2 200 Volt

La courbe de résolution a été obtenue à l'aide du cable de mise en forme de 10^{-8} seconde. La résolution réelle est égale à la moitié ^{de} la largeur de la courbe à mi-hauteur. Ainsi, nous trouvons :

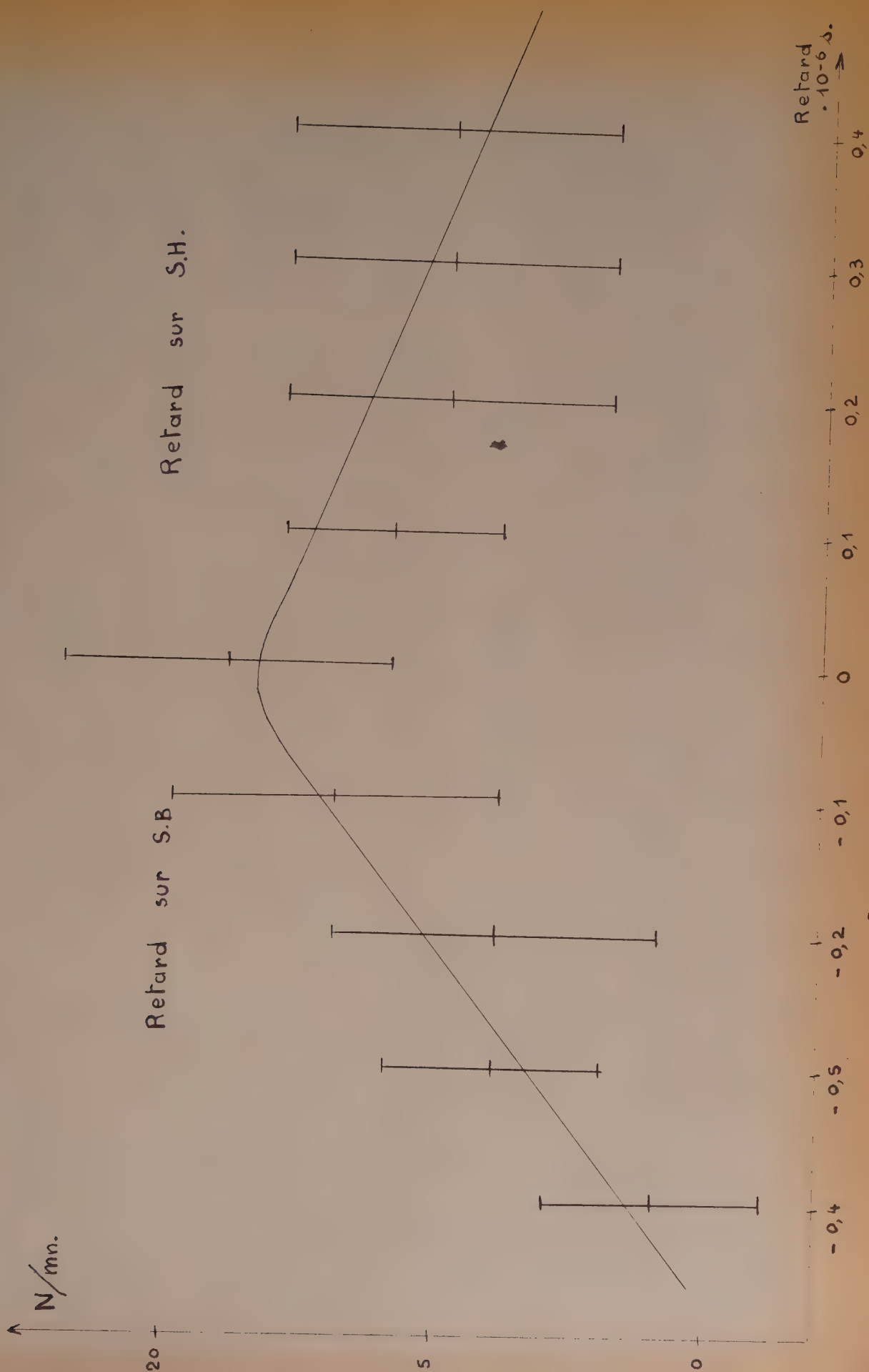
$$\tau_I = \frac{1,8}{2} \times 10^{-8} = \underline{\underline{0,9 \times 10^{-8} \text{ seconde}}}$$

Le retard à introduire est sur le circuit CH et est égal à : 10^{-9} seconde.

III - REGLAGE DES COÏNCIDENCES LENTES ENTRE LES TROIS DETECTEURS

Ici la résolution du sélecteur est beaucoup plus faible : $0,5 \times 10^{-6}$ microseconde. Pour cette valeur, les deux sondes supérieure et inférieure n'auront vraisemblablement pas de déphasage sensible, les circuits étant le plus rigoureusement identiques. Nous l'avons cependant vérifié, un circuit de sonde pénétrant dans le sélecteur triple coïncidence par une voie, l'autre sonde par deux voies. Nous avons obtenu une courbe (figure 23) en fonction du retard (temps de comptage : 1 minute). Nous voyons qu'il n'y a pas de retard à introduire entre les deux sondes.

Par contre les impulsions provenant du détecteur CERENKOV ont un trajet électronique très différent. La figure 24 représente la courbe de résolution. Les mesures ont été faites pendant un temps de 30 minutes. Il nous a été nécessaire pour terminer la courbe d'introduire un retard de 0,5 microseconde sur les sondes.



-fig. 23 : Réglage des coïncidences lentes entre Sondes SH.SB.

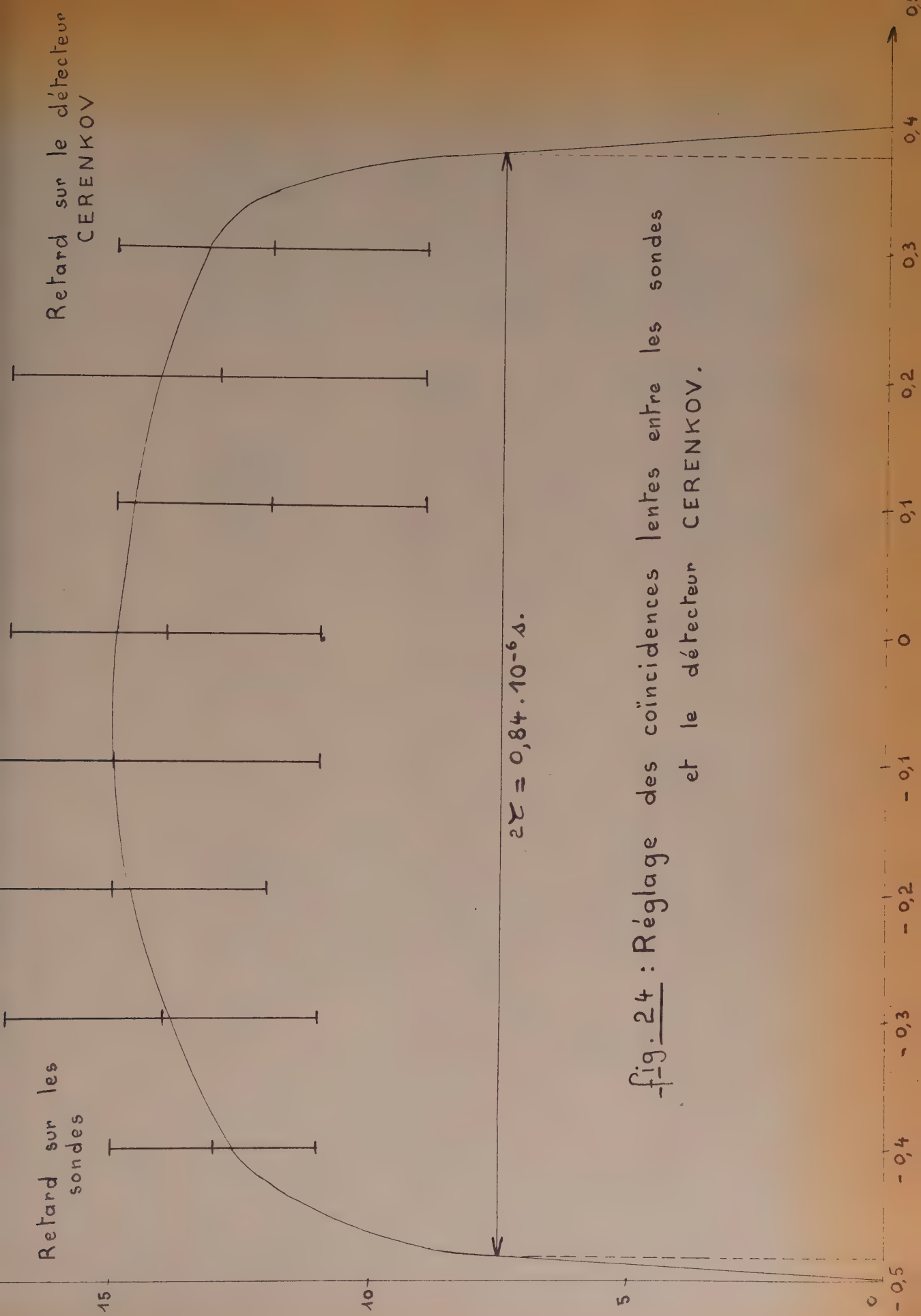


fig. 24 : Réglage des coïncidences lentes entre les sondes et le détecteur CERENKOV.

La gamme de retard du sélecteur n'allant que jusqu'à 0,4 microseconde, nous avons pu introduire un retard supplémentaire de 0,1 microseconde, en insérant dans les circuits sondes vingt mètres de câble coaxial 75 Ohm.

La courbe montre que le retard à introduire sur les sondes est de $0,05 \times 10^{-6}$ seconde. Nous introduisons en fait 0,1 microseconde, la résolution du sélecteur étant égale à :

$$\tau_2 = \frac{0,84}{2} \times 10^{-6} = 0,42 \times 10^{-6} \text{ seconde}$$

- REMARQUE - Toutes les courbes obtenues (figures 21, 22, 23, 24) représentent les moyennes de 10 mesures pour chaque valeur du retard. L'écart représenté est l'écart moyen arithmétique. Il ne nous a pas semblé utile de déterminer la variance σ , le nombre de mesures n'étant pas suffisamment grand.

IV - DETERMINATION DU BRUIT DE FOND

Dans le cas présent, le bruit de fond, nous est donné par le nombre de coïncidences fortuites, c'est-à-dire non dues au passage d'une particule satisfaisant aux conditions de vitesse et de direction. Ces coïncidences ont pour origine l'enregistrement simultané de trois particules, ou les impulsions parasites véhiculées sur chaque voie. Les coïncidences fortuites sont distribuées au hasard, en fonction du temps, elles sont donc indépendantes du retard introduit sur une voie.

$$N_f = 3 \tau^2 N_1 N_2 N_3$$

Elles sont proportionnelles au carré du temps τ de résolution dans le cas de trois détecteurs. $N_1 N_2 N_3$ étant le nombre d'impulsions sur chaque voie. Ces nombres étant soumis à d'assez importantes fluctuations, nous avons jugé plus pratique pour mesurer le nombre de coïncidences fortuites, d'introduire sur une voie un retard important supérieur à τ , et de compter ainsi le nombre de coups obtenus.

Nous avons fait des mesures à différents angles zénithaux à différentes valeurs de Θ , de jour et de nuit. Le nombre de coïncidence fortuites est sensiblement constant et égal à : 13 + 5 coups en huit heures de mesures.

Nous déduirons cette valeur des mesures expérimentales

- C O N C L U S I O N -

Nous venons de parler de la mise au point du télescope CERENKOV. Celui-ci, réglé, sera exposé au rayonnement cosmique et enregistrera un certain nombre d'impulsions-maitresses par unité de temps. Afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux déjà obtenus à l'aide d'autres télescopes ou à l'aide de plaques nucléaires, nous devons adopter une unité internationale d'intensité de rayonnement cosmique. Celle-ci est la plus couramment exprimée en nombres de particules par seconde, par centimètre carré, par stéradian. Pour cela, il nous faut connaître la surface de détection moyenne et l'angle solide moyen qu'offre le télescope au rayonnement.

Nous l'avons appelé "l'efficacité" du télescope. Nous expliquerons son calcul au chapitre suivant, il précèdera les premières mesures effectuées avec l'appareil au niveau du sol.

- C H A P I T R E V -

ETUDE DU RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DU SOL
RESULTATS OBTENUS

I - EFFICACITE DU TELESCOPE CERENKOV

A - INTRODUCTION :

Soit α l'angle que fait, l'axe géométrique du télescope avec la verticale. Il s'agit de calculer la relation entre le taux de coïncidences réelles $N(\alpha)$ par unité de temps et l'intensité du rayonnement cosmique le long de l'axe, $I(\alpha)$

L'intensité $I(\alpha)$, plus précisément intensité directionnelle, est le nombre de particules d'une espèce donnée, traversant l'élément de surface, dS dans un cône d'angle solide $d\Omega$, dont l'axe fait un angle α avec la verticale. Elle se mesure en nombre de particules, $\text{cm}^{-2}, \text{s}^{-1}, \text{sterad}^{-1}$.

Si on admet la loi de variation zénithale du rayonnement cosmique suivant l'expression :

$$I(\alpha) = I_0 \cos^n \alpha \quad (\text{voir chapitre I})$$

I_0 étant l'intensité à la verticale, nous pouvons écrire la valeur du taux de comptage enregistré par l'appareil $N(\alpha)$, suivant l'expression :

$$N(\alpha) = \text{constante} \times I_0 \cos^n \alpha = CI_0 \cos^n \alpha$$

La constante C dépend à la fois des dimensions de l'appareil, de la position relative des compteurs, de l'azimut α et aussi de la valeur de l'exposant n

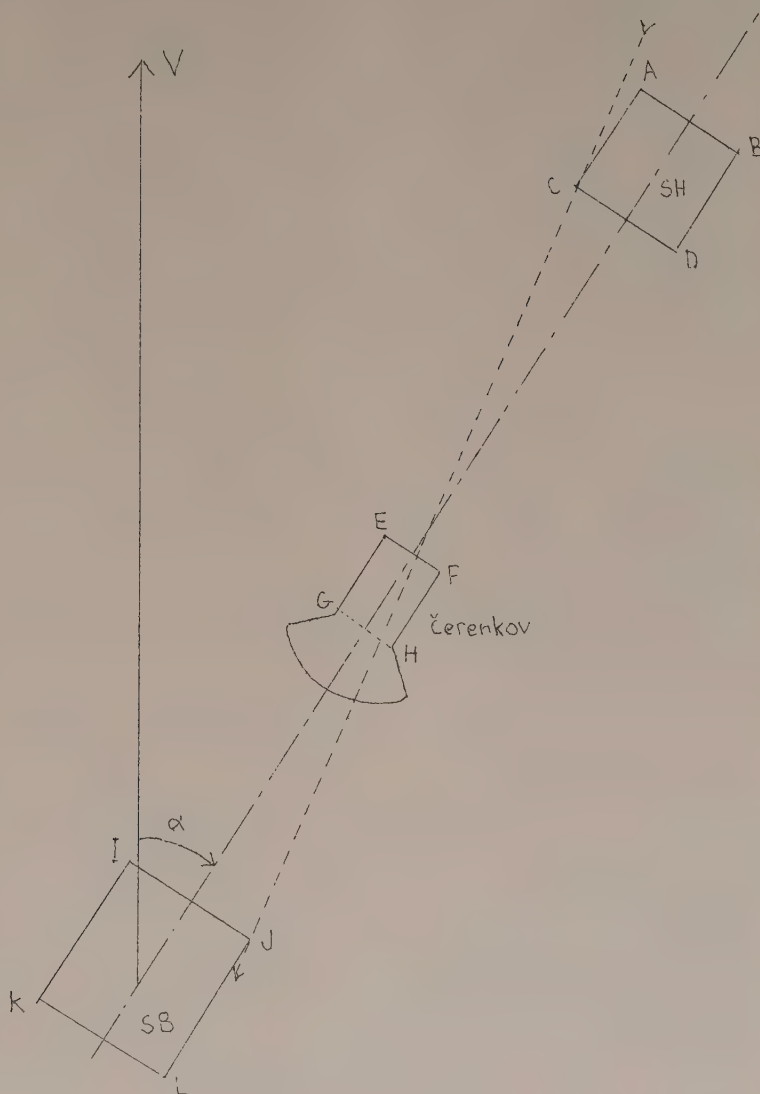


fig. 25

La figure 25 montre qu'une particule sera détectée si :

1°) elle traverse les surfaces CD et IJ des sondes supérieure et inférieure.

2°) le volume EFHG du radiateur CERENKOV : en une première approximation, nous pouvons ne considérer que la surface EF de détection, avec une erreur admise comme négligeable vis à vis du faible rendement du détecteur CERENKOV (25% au maximum) et compte tenu des fluctuations statistiques.

Nous voyons ainsi que le problème se ramène à l'étude de la sensibilité géométrique de trois surfaces détectrices parallèles, mises en coïncidence. Cette sensibilité géométrique sera explicitée par un produit surface moyenne x angle solide moyen. Nous l'appellerons "ouverture" ou efficacité du télescope.

B - CALCUL DE L'EFFICACITE

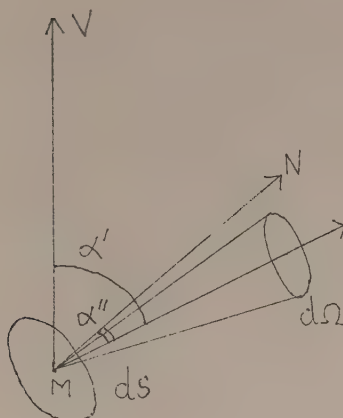
Plusieurs auteurs comme GREISEN (B 23), PARSON (B 24), STERN (B 25), ont établi le principe de calcul de l'ouverture d'un télescope à rayons cosmiques. Ils l'ont adapté à des compteurs GEIGER-MULLER cylindriques placés en coïncidence, ou à un compteur unique parallélépipédique. Nous avons repris le calcul, pour le cas précis qui nous concerne : trois surfaces détectrices circulaires parallèles en coïncidence.

Soit $O_I \vec{z}$, l'axe de symétrie du télescope, faisant un angle α avec la verticale $\vec{V}$ (voir figure 27). Nous choisissons dans le plan SB, les axes $O_I x_I$, perpendiculaire au plan $(V, O_I \vec{z})$ et $O_I y_I$ perpendiculaire au plan $(O_I x_I, O_I \vec{z})$

Nous aurons également dans les plans Ce et SH, les axes $0_2x_2, 0_2y_2; 0_3x_3, 0_3y_3$, respectivement parallèles à $0_I x_I, 0_I y_I$.

Considérons maintenant une particule traversant les trois compteurs aux points de coordonnées M

$$(x_I, y_I, 0), (x_2, y_2, l_I) \\ (x_3, y_3, L)$$



Nous associons à cette trajectoire (voir fig 26) un élément de surface dS autour du point M, et un élément d'angle solide $d\Omega$. Si cette trajectoire fait un angle α' avec la verticale

un angle α'' avec la normale à la surface, et en tenant compte de la distribution zénithale, nous avons le taux de comptage élémentaire :

$$dN = I_0 \cos^n \alpha' \cdot dS \cos \alpha'' \cdot d\Omega$$

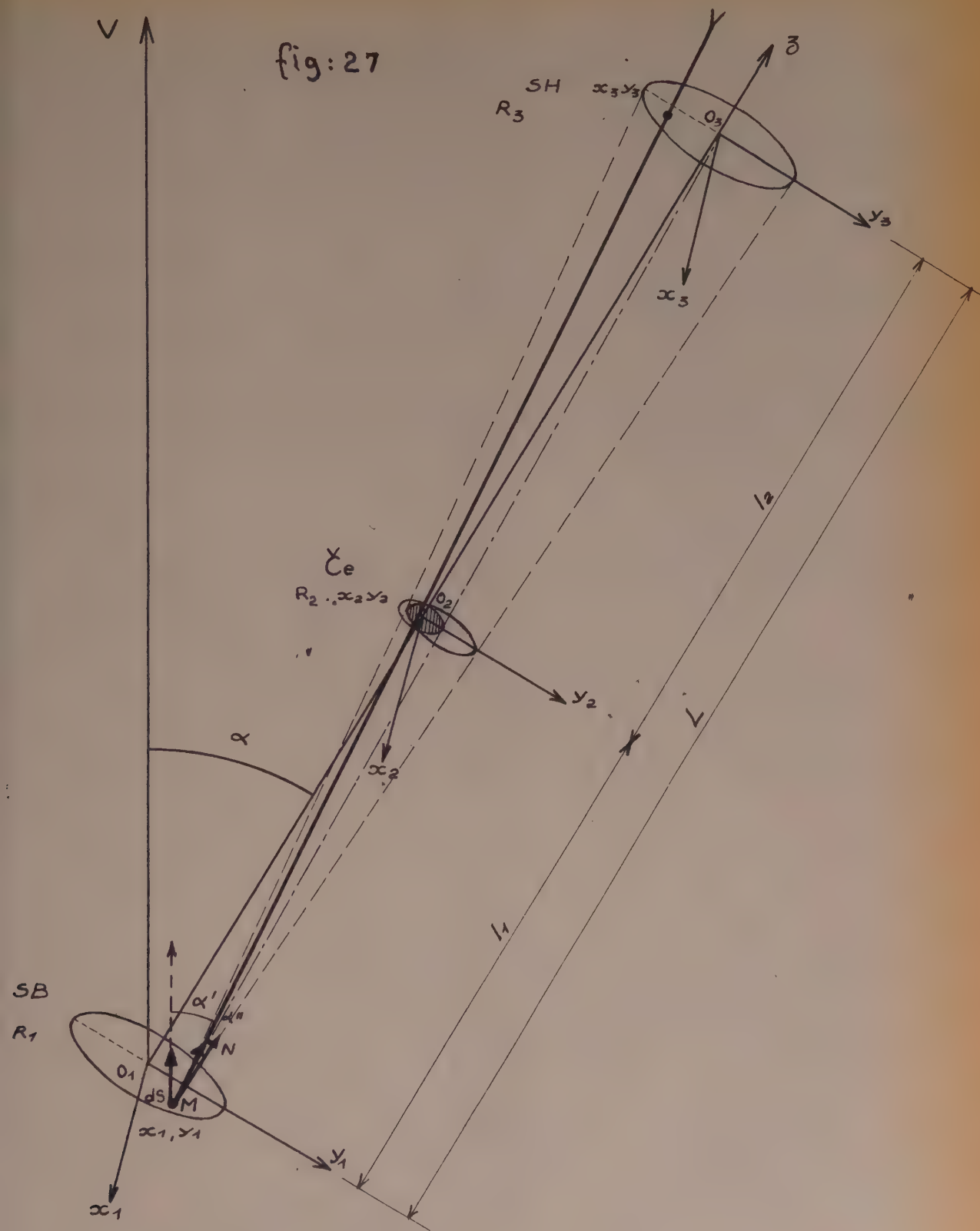
Le taux de comptage total sera :

$$N(\alpha) = I_0 \iint \cos^n \alpha' \cos \alpha'' dS d\Omega \quad (I)$$

$dS, d\Omega, \cos \alpha', \cos \alpha''$ étant des fonctions de α si a, b, c, a', b', c' , sont les cosinus directeurs des vecteurs unitaires portés par la verticale et la trajectoire de la particule, nous avons :

$$\cos \alpha' = aa' + bb' + cc'$$

fig: 27



$$\text{avec } \begin{cases} a = 0 \\ b = -\sin \alpha \\ c = \cos \alpha \end{cases}$$

$$\text{et } a' = \frac{x_2 - x_I}{\sqrt{(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2}}$$

$$b' = \frac{y_2 - y_I}{\sqrt{(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2}}$$

$$c' = \frac{l_I}{\sqrt{(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2}}$$

$$\cos \alpha' = \frac{l_I \cos \alpha - (y_2 - y_I) \sin \alpha}{\sqrt{(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2}}$$

$$\cos^n \alpha' = \frac{[l_I \cos \alpha - (y_2 - y_I) \sin \alpha]^n}{[(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2]^{\frac{n}{2}}}$$

$$dS \cos \alpha'' = dx_I dy_I \frac{l_I}{[(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2]^{\frac{3}{2}}}$$

$$d\Omega = \frac{dx_2 dy_2 \cos \alpha''}{r^2} = \frac{dx_2 dy_2 l_I}{[(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2] [\text{idem}]^{\frac{1}{2}}}$$

$$d\Omega = dx_2 dy_2 \frac{l_I^2}{[(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2]^{3/2}}$$

L'élément de surface $dx_2 dy_2$, doit satisfaire aux conditions suivantes :

- être situé à l'intérieur du cercle de rayon R_2 (rayon du détecteur CERENKOV)
- être aussi à l'intérieur du cercle situé dans le plan Ce et déduit du cercle SH (rayon R_3) par une homothétie de sommet M et de rapport $\frac{l_I}{L}$. Ce cercle a pour rayon

$$R_5 = \frac{l_I}{L} R_4$$

Son centre a pour coordonnées :

$$(x_I \frac{L - l_I}{L}, \quad y_I \frac{L - l_I}{L}, \quad l_I)$$

L'expression (I) devient :

$$N(\alpha) = I_0 l_I^2 \iiint \frac{[l_I \cos \alpha - (y_2 - y_I) \sin \alpha]^n}{[(x_2 - x_I)^2 + (y_2 - y_I)^2 + l_I^2]^{\frac{n+4}{2}}} dx_I dy_I dx_2 dy_2$$

L'intégration par rapport à $dx_I dy_I$, se fait à l'intérieur du cercle d'équation :

$$x_I^2 + y_I^2 = R_I^2$$

L'intégration par rapport à $dx_2 dy_2$, à l'intérieur de la surface commune aux deux cercles d'équation :

$$\underline{x_2^2 + y_2^2 = R_2^2}$$

$$\underline{\left(x_2 - x_I \frac{L-l_I}{L}\right)^2 + \left(y_2 - y_I \frac{L-l_I}{L}\right)^2 = R_2^2 - \frac{l_I^2}{L^2}}$$

La Société Européenne pour le Traitement de l'Information (S.E.T.I.) a accepté d'effectuer le calcul de l'intégrale quadruple sur leur calculatrice P B 250.

Suivant les conseils de Mr HENNEQUIN, l'intégrale quadruple a été ramenée à une intégrale double d'une part et au calcul de la surface commune à trois cercles d'autre part, par les changements de variables suivants :

$$y_2 - y_I = u = \rho \sin \theta$$

$$y_2 - \frac{L-l_I}{L} y_I = v$$

$$x_2 - x_I = w = \rho \cos \theta$$

$$x_2 - \frac{L-l_I}{L} x_I = z$$

d'où l'intégrale :

$$N(\alpha) = I_0 L^2 \int_0^M \frac{\rho d\rho}{(\rho^2 + l_I^2)^{\frac{n+4}{2}}} \int_0^{2\pi} (l_I \cos \alpha - \rho \sin \theta \sin \alpha)^n d\theta \iint dv dz$$

$$N(\alpha) = I_0 J(\alpha)$$

à l'intérieur des trois cercles :

$$(v - \rho \sin \Theta)^2 + (z - \rho \cos \Theta)^2 \leq R_I^2 \cdot \frac{l_I^2}{L^2}$$

$$(v - \frac{L - l_I}{L} \rho \sin \Theta)^2 + (z - \frac{L - l_I}{L} \rho \cos \Theta)^2 \leq R_2^2 \cdot \frac{l_I^2}{L^2}$$

$$z^2 + v^2 \leq R_J^2 \cdot \frac{l_I^2}{L^2}$$

$\iint dv dz$ est égal à la surface commune à ces trois cercles. M est la valeur maximum de ρ pour laquelle les trois cercles ont au moins un point en commun, elle dépend de l_I et a été calculée par un programme initial.

L'intégrale double en ρ et Θ a été calculée en appliquant deux fois la méthode de SIMPSON. Le programme détermine le nombre de points m (dépendant de l_I) assurant une erreur $m h^5 < \frac{1}{1000}$, ce qui conduit à prendre 70 à 110 points sur ρ et 150 à 180 points sur Θ .

Le calcul d'une intégrale $J(\alpha)$ dure environ deux minutes pour $\alpha = 0$ et cinquante minutes pour $\alpha \neq 0$.

Etant donnée la durée du calcul, nous ne pouvons l'effectuer pour tous les différents paramètres qui nous intéressent.

Nous avons obtenu la valeur de l'intégrale $J(\alpha)$ pour la valeur suivante des paramètres :

$n = 1,5$	$\alpha = 0^\circ$	$l_I = 79,1$
$n = 2$	$\alpha = 30^\circ$	$l_I = 83,9$
$n = 2,5$	$\alpha = 60^\circ$	$l_I = 93,7$
	$\alpha = 90^\circ$	$l_I = 115,2$

A partir de 48 résultats ainsi obtenus, nous avons établi les graphiques suivants (figure 28 à 36)

- fig. 28 : $J(\alpha) = f(\log \cos \alpha)$ pour $n = 1,5$

Nous en avons déduit les valeurs de $J(\alpha)$ pour d'autres valeurs de α (0 à 60°)

- fig. 29 : $J(\alpha) = f(l_I)$ pour $n = 1,5$, pour permettre en interpolant d'obtenir les valeurs de $J(\alpha)$ correspondant à d'autres valeurs l_I .

Nous avons tracé à nouveau ces courbes pour $n = 2$ (fig. 30, fig. 31) et pour $n = 2,5$ (fig. 32, fig. 33)

Les figures 34, 35, 36, représentant les variations de $J(\alpha)$ en fonction de n , nous permettent d'interpoler pour des valeurs de l_I (ou β) et de α données.

- REMARQUE - Pour $\alpha = 90^\circ$, la calculatrice nous a donné un résultat voisin de 0,003, sans bonne précision. Toutefois, notre calcul d'angle solide n'est pas considéré comme rigoureusement exact, pour cette valeur. Etant donné son ouverture maximum (environ 10°), lorsque l'axe du télescope est horizontal, la loi de variation du rayonnement cosmique capté, n'est pas en $\cos^n \alpha$ dans la partie du cône de détection tournée vers le sol.

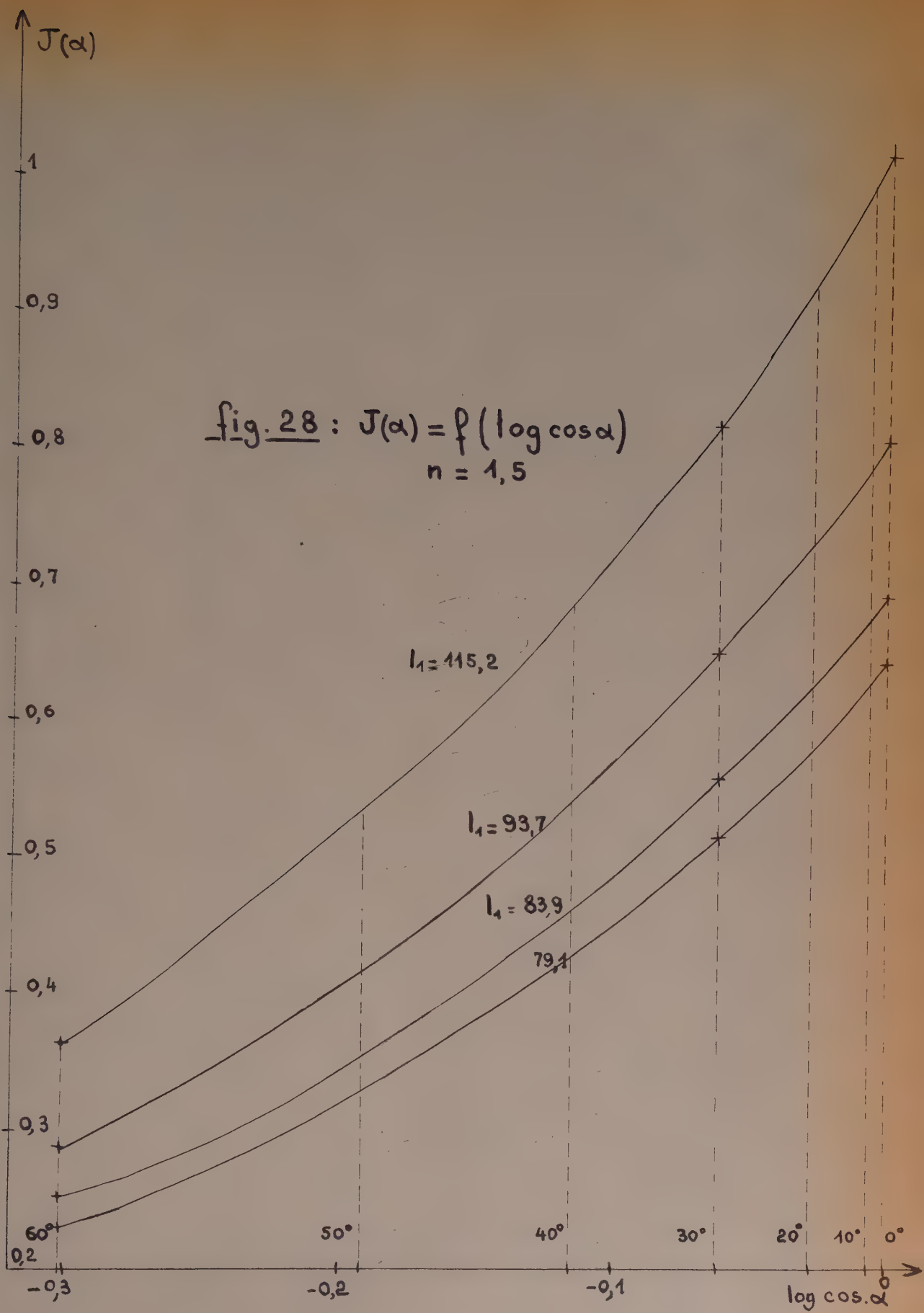
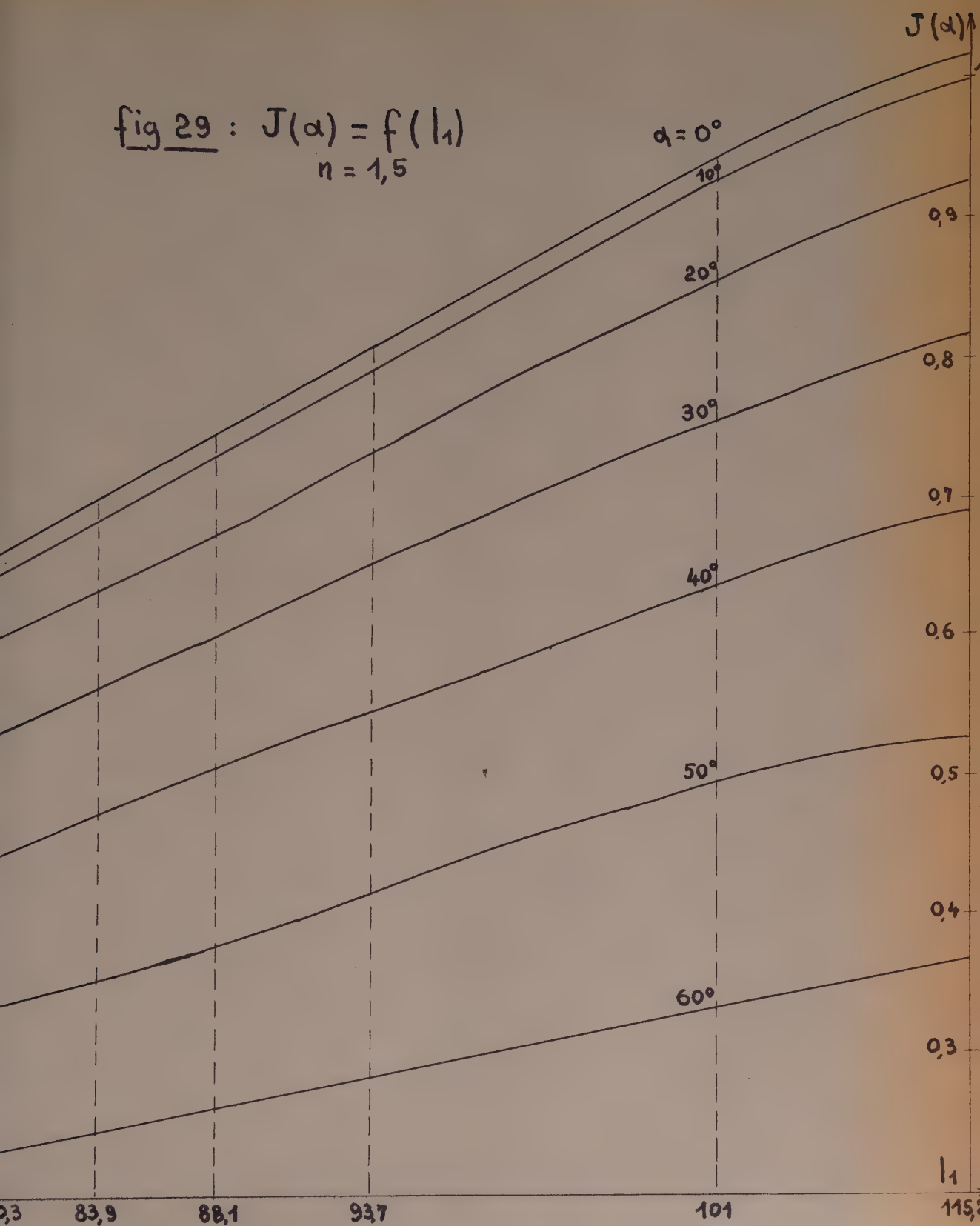


fig 29 : $J(\alpha) = f(l_1)$
 $n = 1,5$



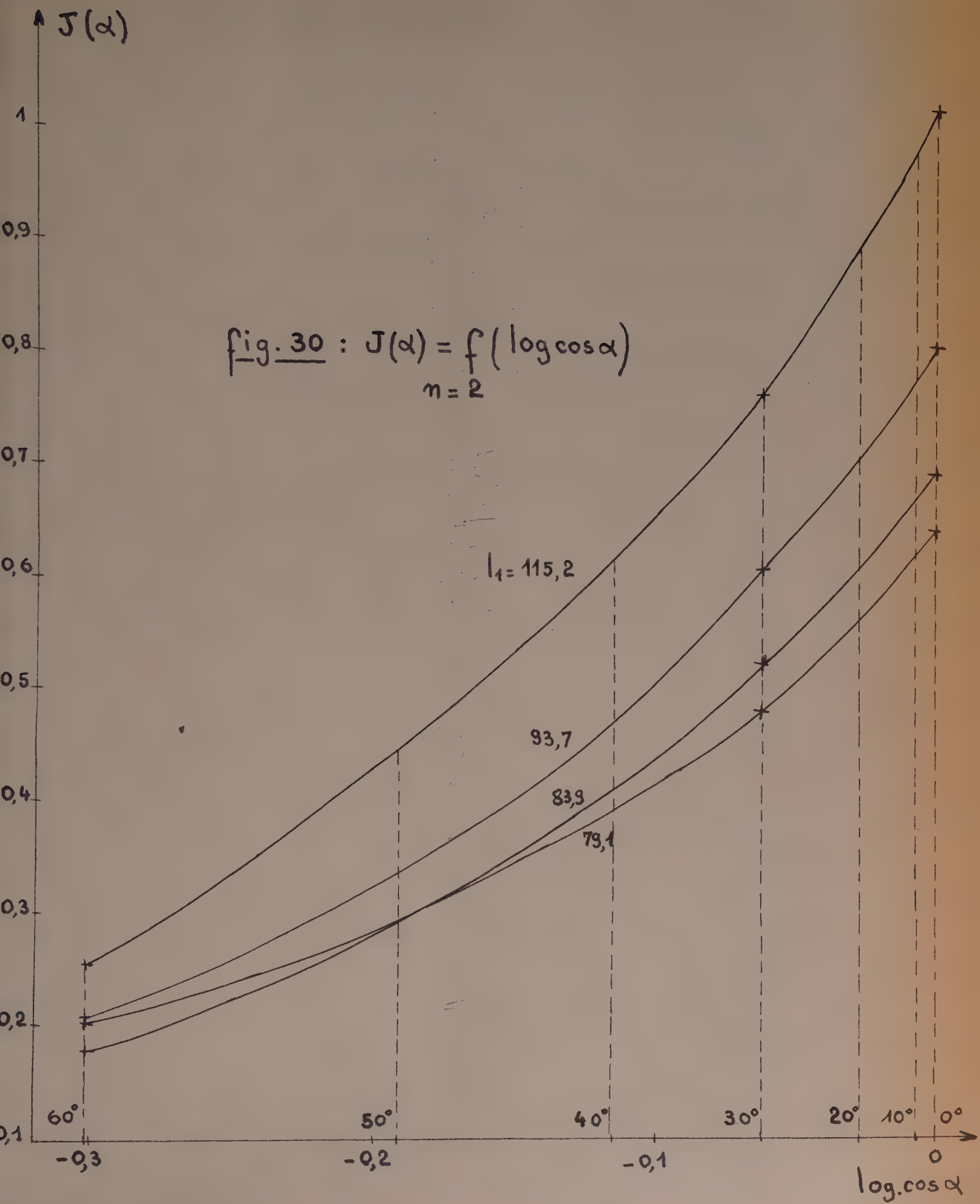
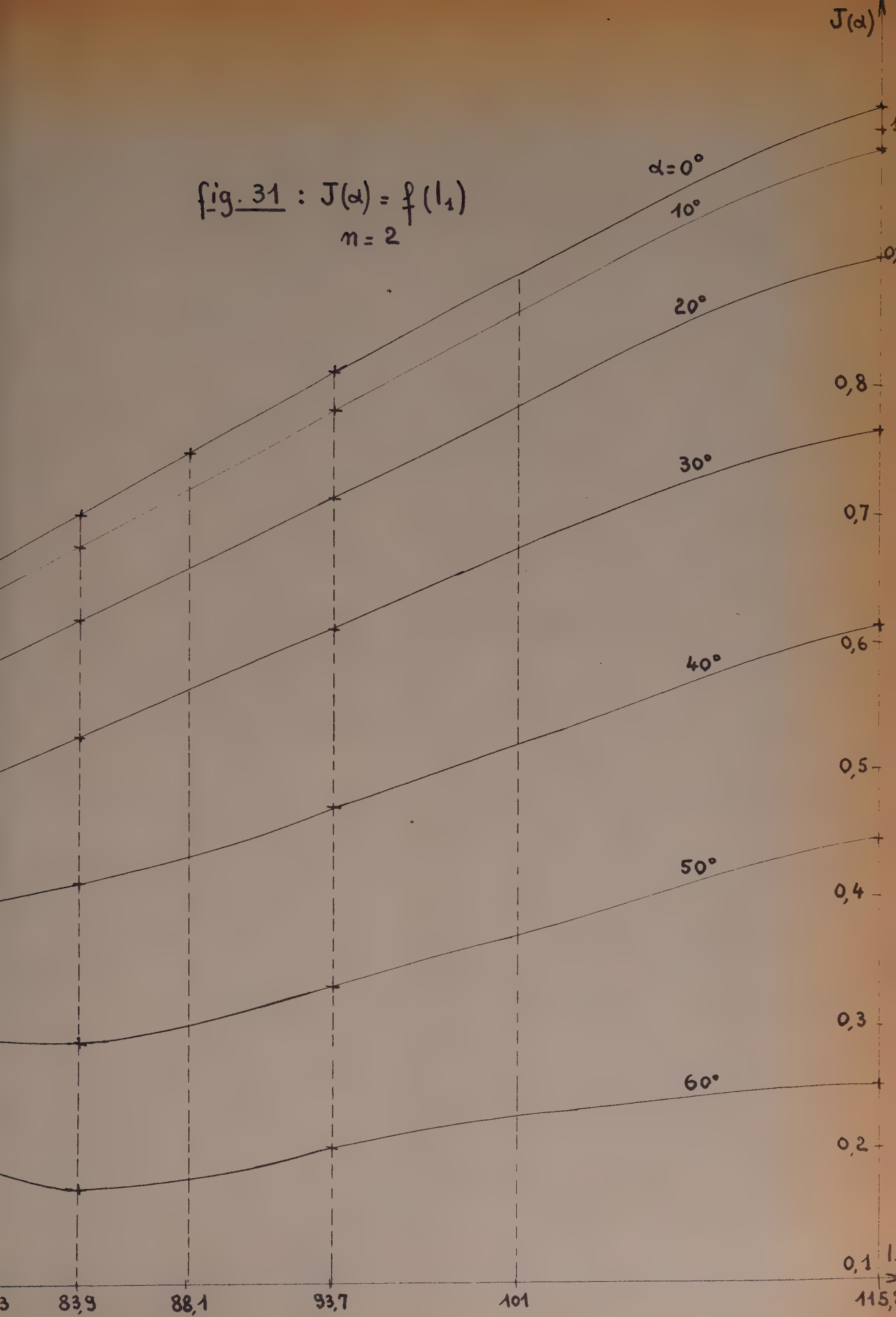


fig. 31 : $J(\alpha) = f(l_1)$
 $n = 2$



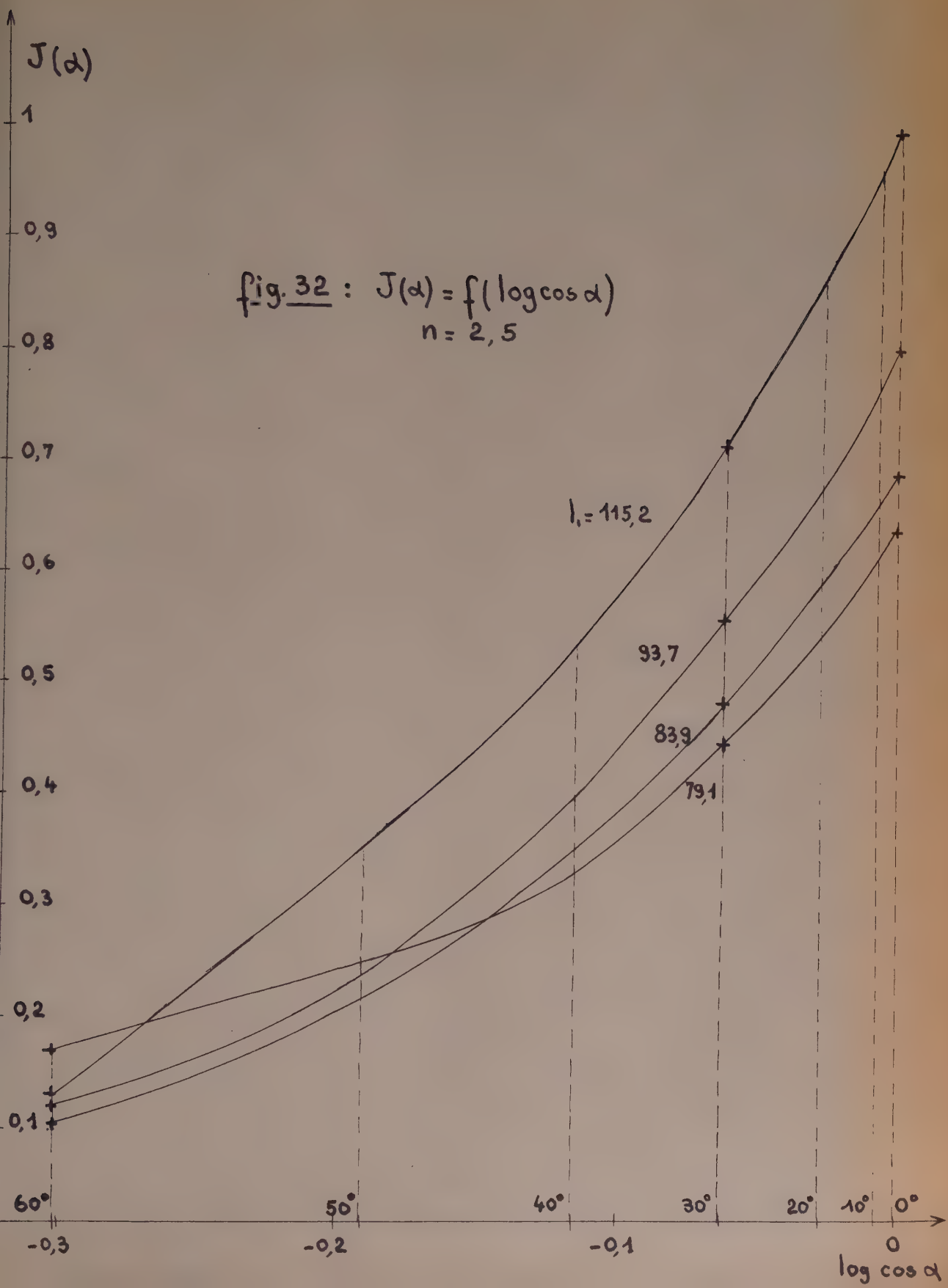


fig. 33 : $J(\alpha) = f(l_1)$
 $n = 2,5$

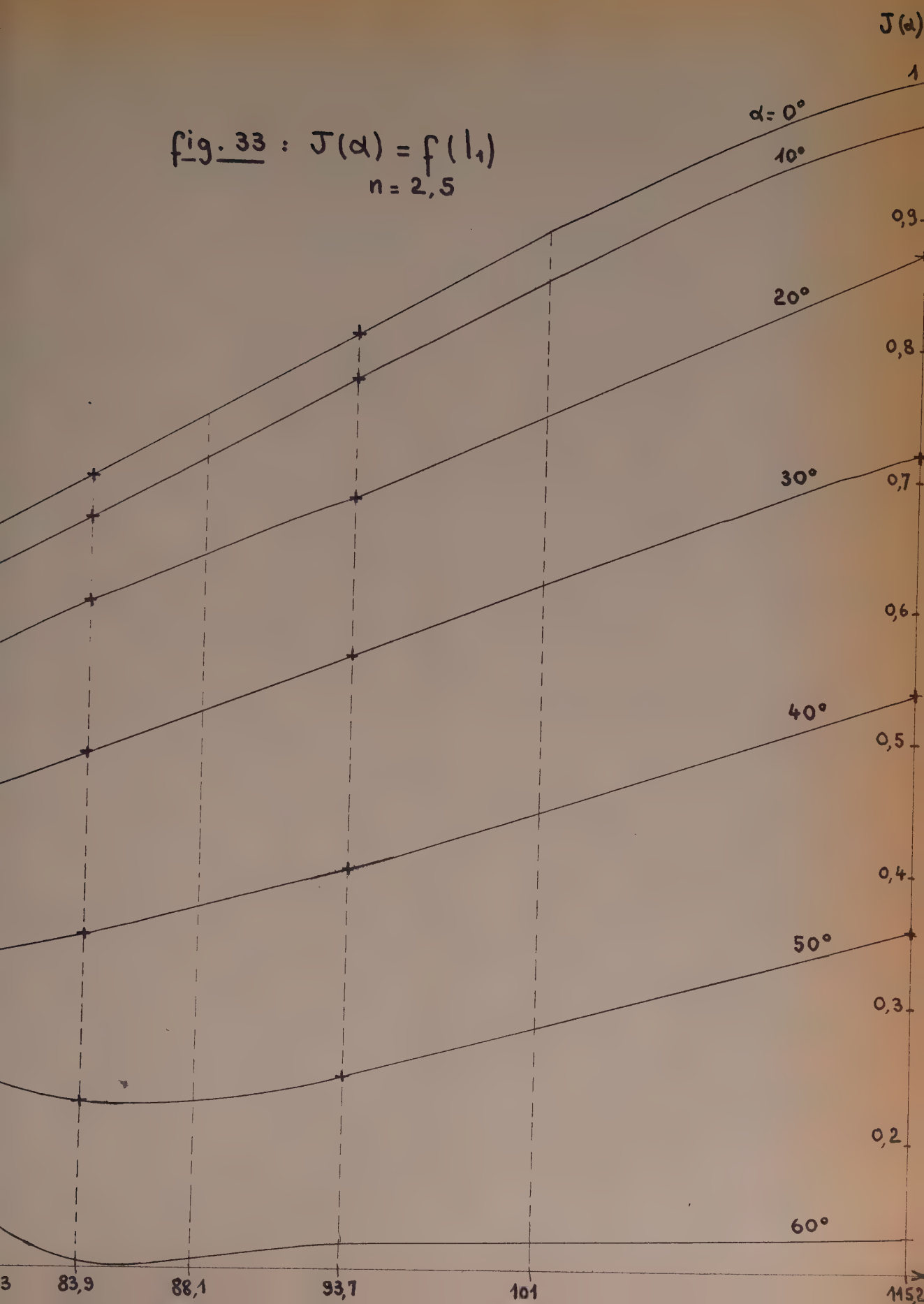
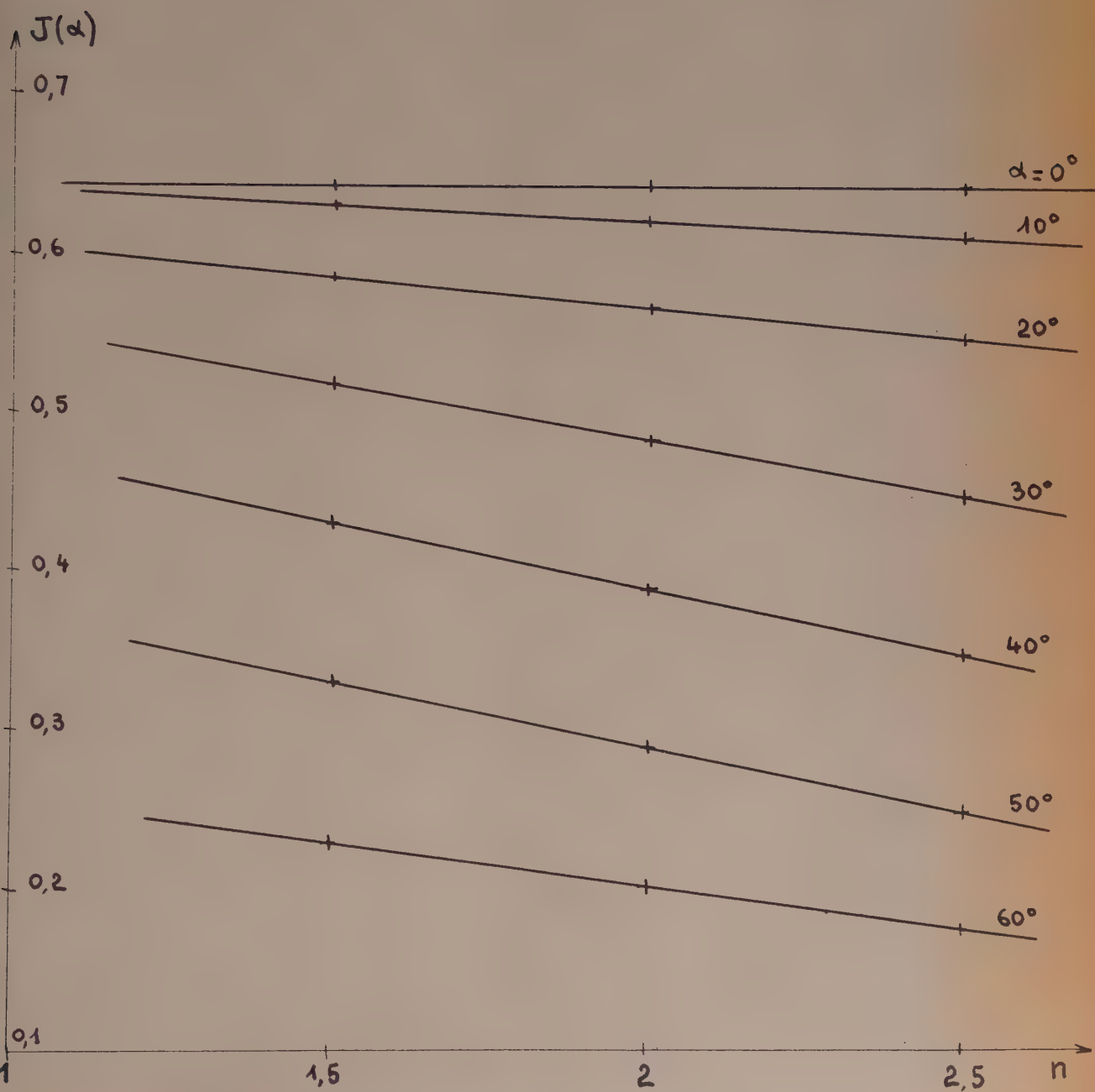


fig. 34 : $J(\alpha) = f(n)$
 $l_1 = 79,1 \quad (\beta = 1)$



$J(\alpha)$

fig. 35 : $J(\alpha) = f(n)$

$l_1 = 83,9$ ($\beta = 0,870$)

0,8

0,7

0,6

0,5

0,4

0,3

0,2

0,1

$\alpha = 0^\circ$

10°

20°

30°

40°

50°

60°

1,5

2

2,5

n

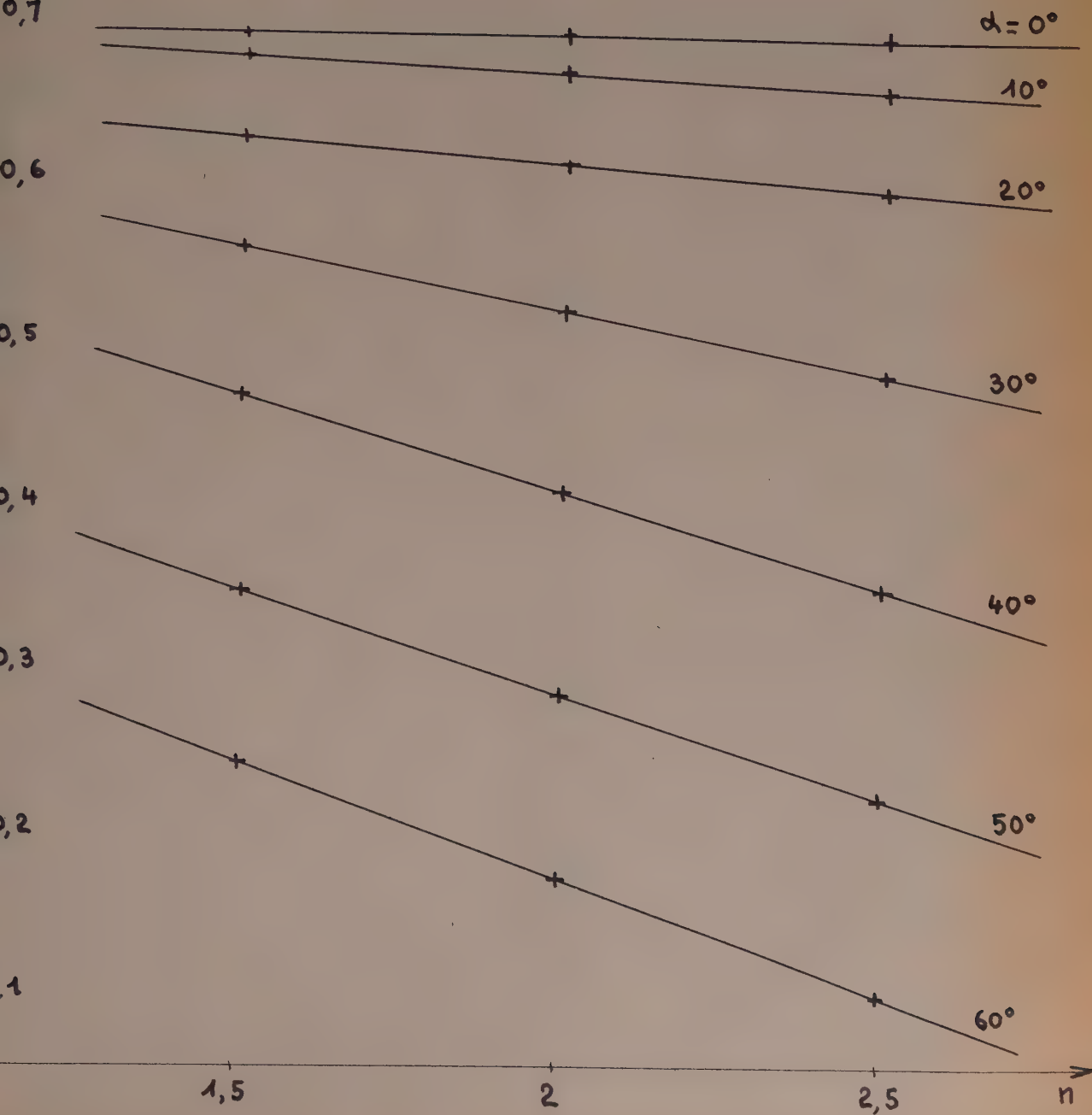
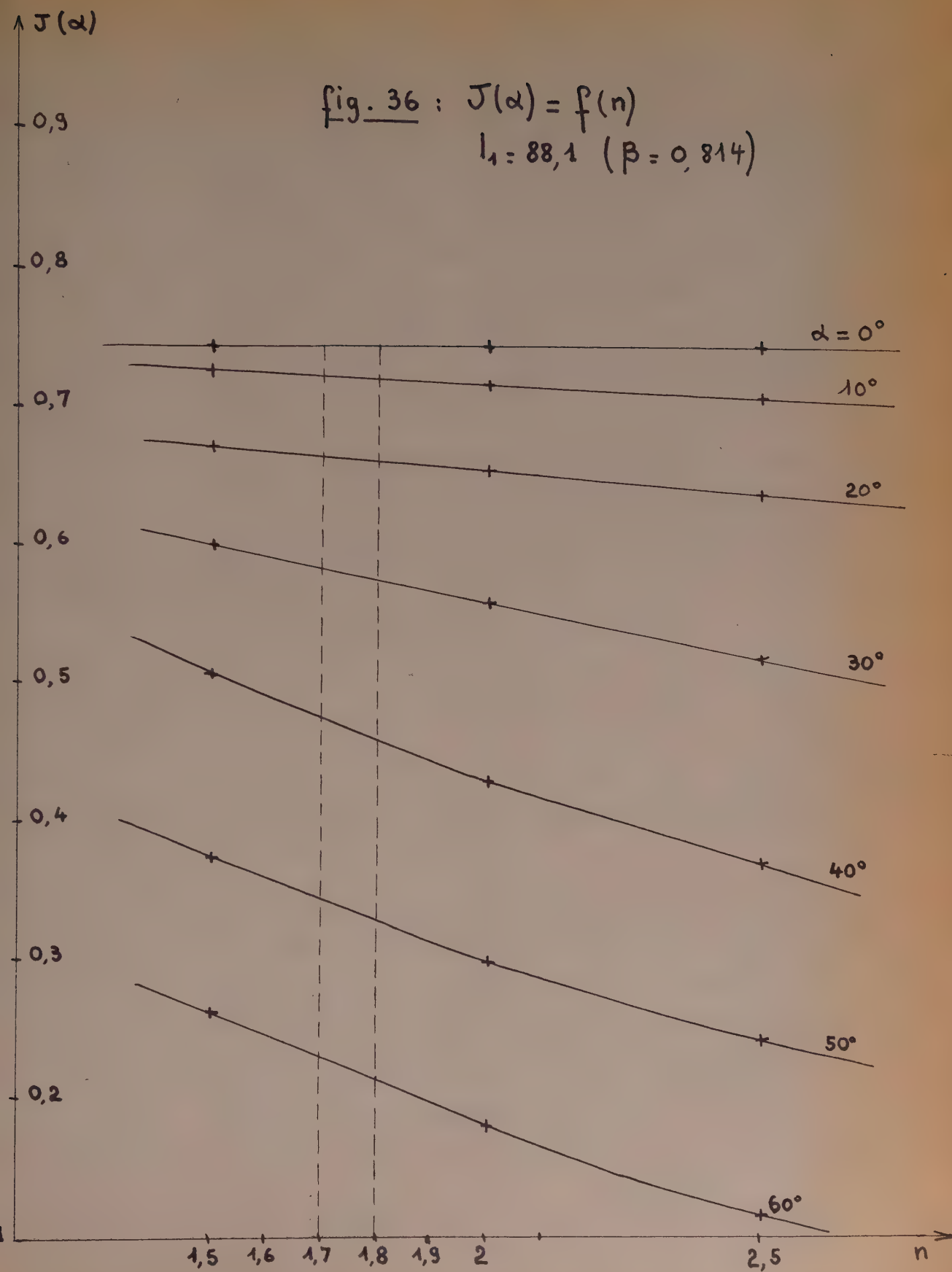


fig. 36 : $J(\alpha) = f(n)$
 $l_1 = 88,1$ ($\beta = 0,814$)



II - SPECTRE DE VITESSE DANS LA DIRECTION VERTICALE

Pour contrôler le bon fonctionnement de l'appareil, avant sa mise en galerie souterraine, nous avons effectué une série de mesures au niveau du sol. Le télescope a fonctionné presque sans interruption de Janvier à Juin 1961 à CLERMONT-FD (400 mètres d'altitude) au Laboratoire de Physique Nucléaire. Nous avons obtenu plusieurs séries de mesures d'une durée de huit heures, correspondant à α variant de 0° à 90° et β de 1 à 0,709. Nous expliciterons les résultats sans toutefois surestimer leur intérêt.

Les résultats du calcul de $J(\alpha)$ ont montré que pour $\alpha = 0$ (verticale), sa valeur est indépendante de n à une approximation négligeable. Nous pouvons donc tracer le spectre de vitesse dans la direction verticale :

les intensités étant données par

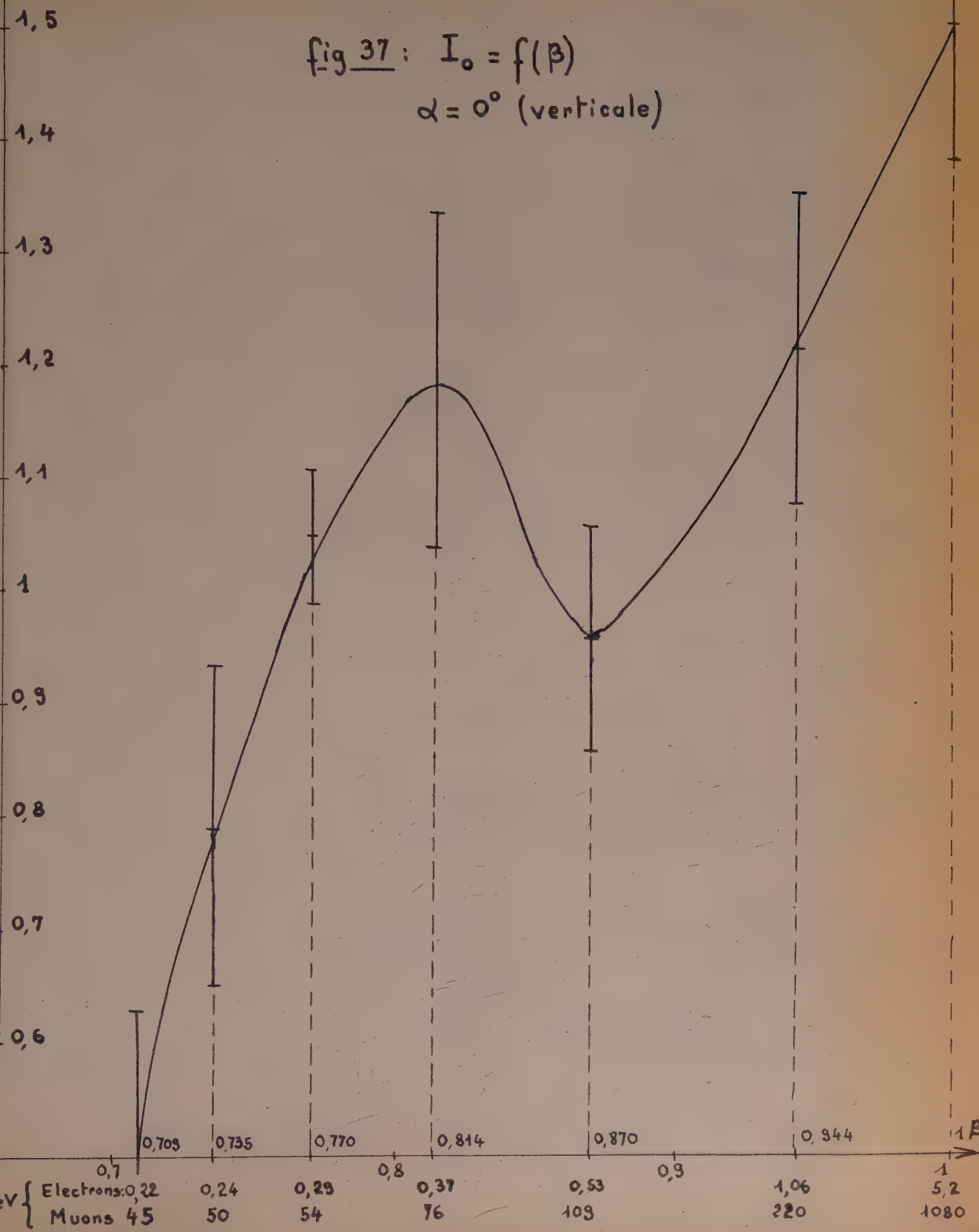
$$I_0 = \frac{N(\alpha)}{J(\alpha)} \quad I_0 = \frac{N(0^\circ)}{J(0^\circ)}$$

La figure 27 représente le spectre I_0 en fonction de β .

I_0 est exprimé en nombre de particules par seconde, par centimètre carré, par stéradian.

Nous avons représenté en abscisses les équivalences en énergie pour les électrons et les muons. En fait, les électrons ne doivent pas être considérés, leur énergie est trop faible dans la gamme enregistrable. Nous observons un maximum pour les muons à 76 MeV. Nous n'avons pu comparer ce résultat aux données fournies par d'autres auteurs (voir chapitre I), Ce domaine d'énergie étant trop bas.

$I_0 \times 10^{+2}$
 Nb. de particules / s. / cm. / stérad.



La forte remontée de la courbe pour β voisin de l'unité, s'explique par la faible résolution en vitesse du détecteur CERENKOV, autour de cette valeur de β . En effet pour $45^\circ \angle \theta \angle 48^\circ 10'$, non séparable, l'énergie varie de 219,8 MeV à l'infini (1 080 MeV pour 48°), il y a alors intégration de toutes les particules μ et de la composante électronique hautement relativiste.

Les valeurs obtenues pour les grandes énergies sont supérieures de 20 à 30% à celles connues au niveau de la mer. Cela peut aisément s'expliquer par la différence d'altitude (400 m. à CLERMONT-FERRAND), équivalente à 8 cm de plomb.

III - DISTRIBUTION ZENITHALE

Dans le cas présent, nous sommes limités à étudier la loi de variation zénithale, pour l'intensité du rayonnement correspondant au maximum du spectre de vitesse (76 MeV pour les muons, $\beta = 0,814$)

On sait que : $N(\alpha) = I_0 J(\alpha)$

$$I_0 = \frac{N(\alpha)}{J(\alpha)} \quad (I)$$

$J(\alpha)$ dépend de n . Nous devons prendre n tel que la valeur correspondante de $J(\alpha)$ rende l'expression (I) invariante quelque soit α .

Nous traçons donc les variations de I_0 en fonction de α pour les trois valeurs de n :

1,5, 2, 2,5 (voir figure 38)

fig. 38: $I_0 = f(\alpha)$
 $0 < \alpha < 50^\circ$

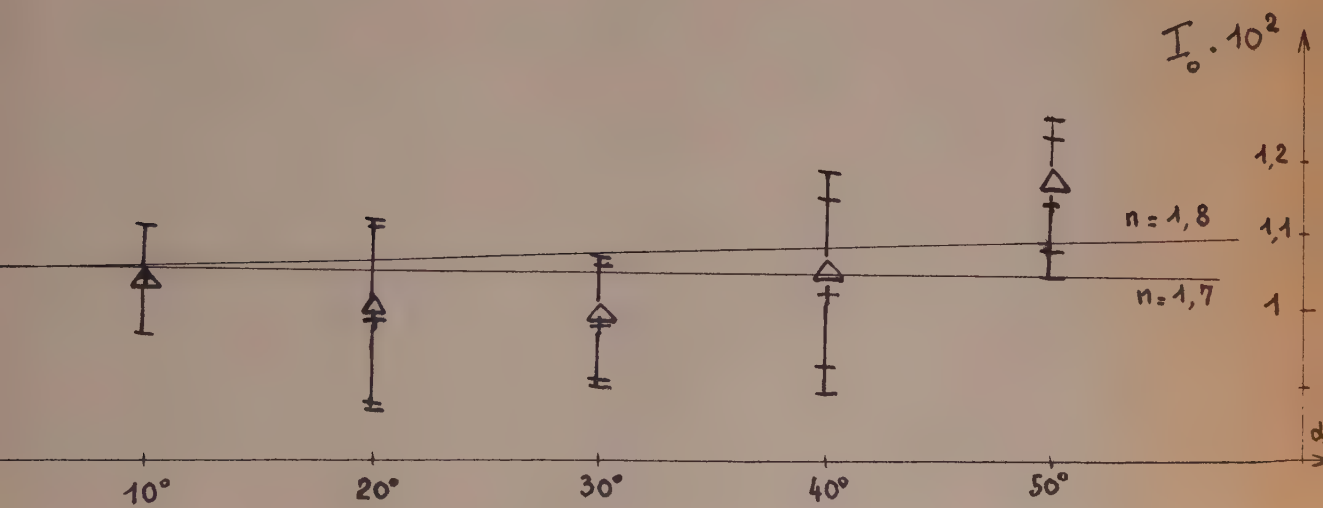
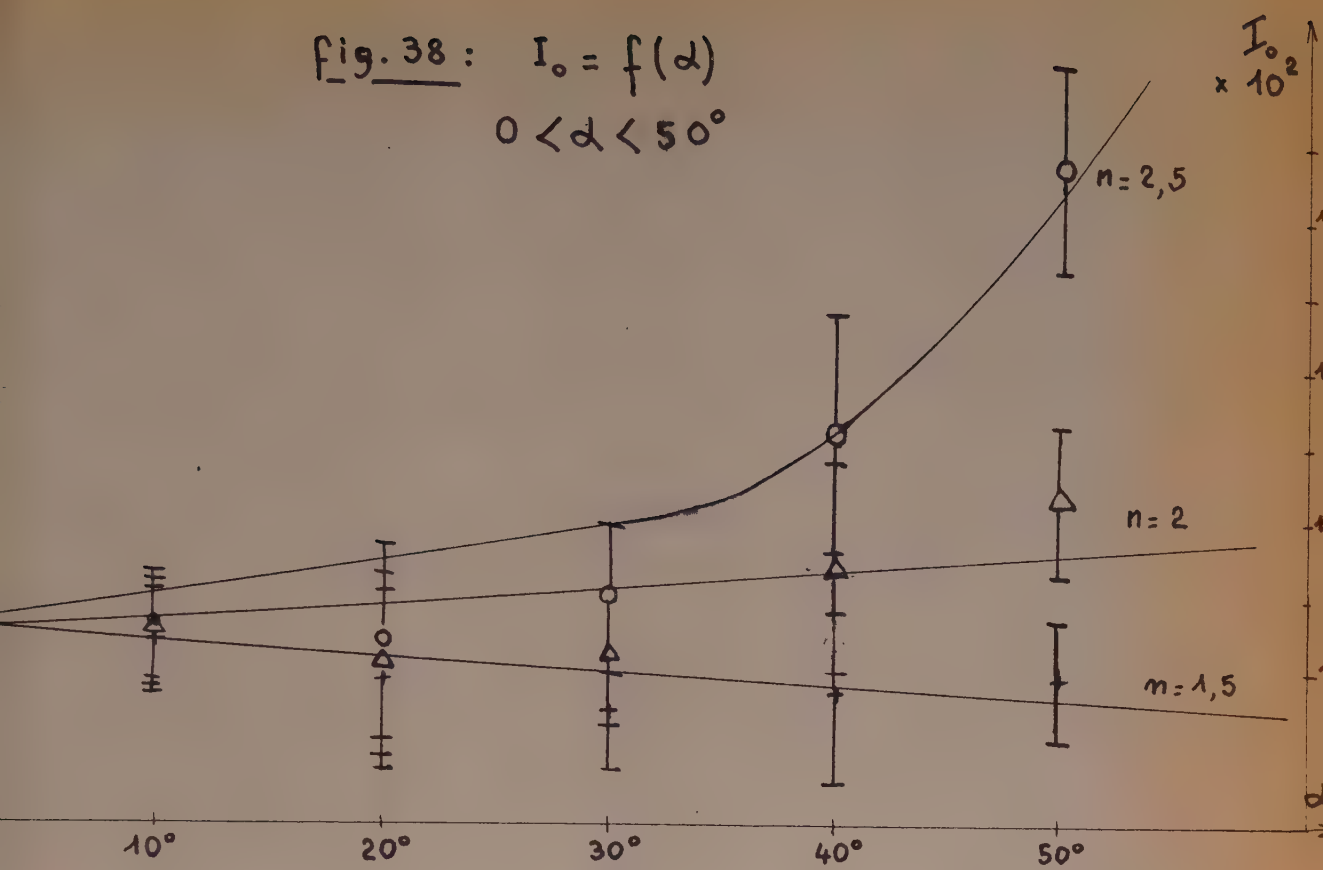


fig 39

Nous avons choisi α de 0 à 60°, valeur qui selon les auteurs, permet la meilleure précision. L'isotropie s'accroissant de 60° à 90°.

Sur la figure, il est facile d'en déduire que la valeur de n convenable est comprise entre 1,5 et 2. Par approximations successives, nous pourrions la préciser.

La figure 39 représente les variations de I_0 en fonction de α .

Nous voyons pour $n = 1,7$, la variation est presque linéaire aux erreurs expérimentales près.

Nous pouvons donc admettre pour n la valeur :

$$n = 1,7 \pm 0,1$$

Cela est conforme aux résultats donnés par GREISEN et ROSSI, n est voisin de 2, pour l'intensité intégrale.

- C O N C L U S I O N -

En réalisant ce dispositif télescope CERENKOV. nous avons d'abord cherché à nous familiariser, au Laboratoire, avec le phénomène et la technique de l'effet CERENKOV. Nous l'avons adapté à l'étude du rayonnement cosmique. Les mesures effectuées au niveau du sol, nous ont donné des résultats au moins conformes aux prévisions. L'appareil ne pourra donner de résultats nouveaux que sous terre, pour l'étude précise de la composante μ

Il est à remarquer la faible résolution en vitesse, du détecteur CERENKOV, pour les particules hautement relativistes ($\beta = 0,870$ à $\beta = 1$).

Pour affiner la précision sur Θ , il serait intéressant d'envisager la réalisation de radiateur liquide ou gazeux, où la possibilité de faire varier l'indice nous permettrait d'enregistrer une vitesse avec une meilleure précision.

J'ai réalisé ce travail, sous la direction de Monsieur le Professeur AVAN, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire qu'il a créé à CLERMONT-FERRAND.

Je prie Monsieur le Professeur L. AVAN de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour les encouragements et les conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Je remercie Monsieur le Doyen DUBOIS qui m'a autorisé à travailler dans les Laboratoires de la FACULTE DES SCIENCES.

Je remercie Monsieur RAMBAUD, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de CLERMONT-FERRAND qui me conseilla et m'encouragea à la recherche Scientifique.

Je remercie Madame M. AVAN pour sa bienveillance et l'intérêt qu'elle a porté à mon travail.

Je remercie Monsieur le Professeur CUER, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de STRASBOURG qui m'a accueilli dans son Service pour mettre au point mon deuxième mémoire.

Je remercie Monsieur P. KELLER, Docteur es-Sciences, Maître-Assistant, qui depuis mon entrée au Laboratoire, a été pour moi un guide avisé dans l'orientation et la réalisation de mon travail. Je lui dois de m'avoir initié à l'Electronique Nucléaire.

Je remercie Monsieur P.L. HENNEQUIN qui m'a donné de précieuses indications mathématiques.

Je remercie Monsieur L. HUGON, Agrégé, Maître-Assistant pour son concours et les précieux conseils qu'il m'apporta en particulier pour le calcul de l'ouverture du télescope.

Je remercie Monsieur ALLART, Directeur Scientifique de la S.A.I.P. qui m'a accepté dans son Laboratoire de Recherches en Septembre 1961.

Je remercie Monsieur BOSSET, Ingénieur à la S.E.T.I. qui a aimablement effectué la longue programmation des calculs d'efficacité, sur la calculatrice P B 250.

Je remercie tous mes camarades de Laboratoire pour leur amitié et leur aide matérielle. Qu'ils croient à toute ma gratitude.

Je remercie tous les techniciens de l'Atelier pour leur dévouement.

o^co

- BIBLIOGRAPHIE -

A - OUVRAGES FONDAMENTAUX

- 1 - DAUVILLIER A. : Les Rayons Cosmiques - DUNOD 1954
- 2 - JELLEY J.V. : CERENKOV Radiation - PERGAMON PRESS
Londres 1958
- 3 - BLANC D. : Détecteurs de particules - MASSON 1959
- 4 - Documentation RADIOTECHNIQUE : Les tubes photomultiplicateurs
- 5 - FARLEY : Notions sur les circuits à impulsion
DUNOD 1959
- 6 - LEWIS : Millimicrosecond pulse techniques
PERGAMON PRESS - Londre 1954
- 7 - OEHMICHEN J.P. : Circuits électroniques
Société des Editions Radio 1957
- 8 - QUINET : Théorie et pratique des circuits de
l'électronique et des amplificateurs
DUNOD 1960

B - PERIODIQUES - THESES

RAYONS COSMIQUES :

- 1 - PUPPT G. et DALLAPORTA N : Progress in Cosmic Ray.
volume I, 317, 1952
- 2 - GREISEN K. : Phys. Rev. 63, 323 - 1943
- 3 - ROSSI : Rev. Mod. Phys. 20, 527 - 1948
- 4 - AVAN L. : Thèse Doctorat - CAEN 1956
- 4 bis - AVAN M : Thèse Doctorat - CAEN 1958
- 5 - GLASER : Phys. Rev. 80, 625 - 1950
- 6 - OWEN B.G et WILSON J.G. : Proc. Phys. Soc. A 64, 417 - 1951
- - - A 68, 409 - 1955
- 7 - PUPPT G. : Progress in Cosmic Ray. - volume III
349 - 1956
- 8 - VANDERHAEGHE G. : Thèse Doctorat - BRUXELLES 1951
- 9 - PALMANTIER : Phys. Rev. 88, 761 - 1952

- I0 - CHOU CN : Phys. Rev. 90, 473 - 1953
- I1 - CREAMER R. : M. Sc. Thèses - LONDRES 1951
- I2 - ELLIOT : Progress in Cosmic Ray. volume I 455, 1952
- I3 - DUPERIER A. : Proc. Phys. Soc. A 62, 684 - 1949

DETECTEURS CERENKOV :

- I4 - MARSHALL : Phys. Rev. 86, 685 - 1952
- I5 - DUERDEN ET HYAMS : Phil. Mag. 43, 717 - 1952
- I6 - WINCKER J.R : Phys. Rev. 85, 1054 - 1952
- I7 - HANSON - MOORE : Nuovo Cimento, volume IV, 6, 1558 - 1956
- I8 - GIACCONI-BLUM : Nuovo Cimento, volume XI, 1, 102 - 1958
- I9 - HUTCHINSON : Nuovo Cimento, volume XI, 3, 375 - 1959

ELECTRONIQUE NUCLEAIRE :

- 20 - MARIN-CURTOUD : Diplome Ingénieur Géo-Physicien
STRASBOURG 1959
- 21 - LAMOTTE P. : Thèse Ingénieur CNAM 1962
- 22 - BAY Z. : Nucléonies - Avril 1956, p. 56

SENSIBILITE D'UN TELESCOPE :

- 23 - GREISEN K : Phys. Rev, 61, 213 - 1942
- 24 - PARSONS N.R - : Rev. of scient. instr., 28,265 - 1957
- 25 - STERN D. : Nuovo Cimento, 16, 2 - 1960

TABLE DES MATIERES

	PAGE
INTRODUCTION	I
<u>CHAPITRE I - ANALYSE DU RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DE LA MER</u>	3
§ I - Introduction	3
II - Composante	4
III - Composante électro-photonique	7
IV - Composante nucléonique	9
V - Distribution zénithale	12
VI - VARIATIONS Temporelles	14
 <u>CHAPITRE II - ETUDE DE L'EFFET CERENKOV</u> :	
§ I - Introduction	18
II - Théorie du phénomène	18
A - Distribution angulaire	19
B - Intensité lumineuse	21
C - Durée de l'impulsion lumineuse	23
III - Application de l'Effet CERENKOV	24
A - Compteur MARSHALL	24
B - Pouvoir de résolution	27
IV - Utilisation de l'Effet Cerenkov à l'étude du rayonnement cosmique	28
 <u>CHAPITRE III - REALISATION D'UN TELESCOPE CERENKOV</u>	
Ière PARTIE - le Télescope	29
§ I - Principe de l'appareil	29
II - Sélecteur de vitesse CERENKOV	
A - Description	30
B - Les Photomultiplicateurs....	30
C - Le préamplificateur	36
III - Les sondes à scintillation	
A - Principe	37
B - Réalisation	37
IV - Montage du télescope - Schéma synoptique	39

2ème PARTIE - LES APPAREILS ELECTRONIQUES

§ I - Alimentation stabilisée	40
A - haute tension	40
B - Très haute tension	41
II - Les amplificateurs	
A - Amplificateur linéaire à large bande	42
B - Amplificateur distribué	43
III - Les systèmes de coïncidence	
A - Coïncidence rapide	44
B - Coïncidence lente	45
IV - ENREGISTREMENT	46
CONCLUSION	47

CHAPITRE IV - REGLAGE DU TELESCOPE CERENKOV

I - Etalonnage du détecteur CERENKOV	48
A - Sélecteur de vitesse	48
B - RESolution en énergie	48
II - Réglage des coïncidences rapides	50
III - Réglage des coïncidences lentes	51
IV - Détermination du bruit de fond	52

CHAPITRE V - ETUDE DU RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DU SOL

I - Efficacité du télescope CERENKOV	54
A - Introduction	54
B - Calcul	56
II - SPectre de vitesse	63
III - Distribution zénithale du rayonnement cosmique	64
CONCLUSION	66
BIBLIOGRAPHIE	69
TABLE DES MATIERES	71

